И. П. Жеребцов



Основы электроники

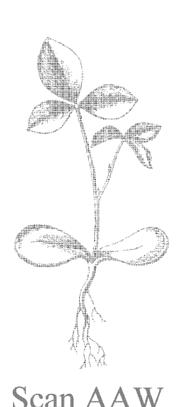
ГОСЭНЕРГОИЗДАТ

МАССОВАЯ РАДИОБИБЛИОТЕКА
УЧЕБНАЯ СЕРИЯ

Выпуск 380

И. П. ЖЕРЕБЦОВ

ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ





ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1960 ЛЕНИНГРАД

В книге рассматриваются физические основы устройства и работы электронных, ионных и полупроводниковых приборов, а также их важнейшие свойства, характеристики и параметры.

Книга предназначена для широкого круга читателей, интересующихся современной электроникой и имеющих элементарные знания по физике и электротехнике.

Автор *Иван Петрович Жеребцов*

ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

* * *

Редактор *Ю. Н. Пленкин* Техн. редактор *Г. Е. Ларионов*

Сдано в пр-во 13/VI 1960 г. Подписано к печати 13/IX 1960 г.
Формат бумаги $84 \times 108^1/_{32}$ 31,16 п. л. 36 уч.-изд. л.
Т-11671 Тираж 100 000 (1-й завод 20 000) Зак. 2313
Цена 15 р. 40 к. (с 1 января 1961 г. цена 1 р. 54 к.)

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Изумительные достижения современной науки и техники тесно связаны с бурным развитием электроники, которая все больше и больше проникает в различные области нашей жизни. Триумфальное шествие советской науки по пути освоения космоса является и победой электроники, обеспечившей точную и четкую работу всех автоматических, радиотехнических и телевизионных устройств, без которых невозможны космические полеты. Важнейшая роль электроники в развитии нашего народного хозяйства неоднократно подчеркнута в решениях исторического XXI съезда КПСС.

Большие успехи в области электроники являются результатом создания весьма разнообразных и замечательных по своим свойствам электронных, ионных и полупроводниковых приборов. Именно они применяются в качестве основных элементов во всех радиоэлектронных установках. Серьезное и глубокое изучение современной радиоэлектроники требует прежде всего знания принципов устройства и физических основ работы электронных, ионных и полупроводниковых приборов, их характеристик, параметров и важнейших свойств, определяющих возможность применения этих приборов в разнообразной радиоэлектронной аппаратуре. .

Данная книга представляет собой популярный учебник, в котором изложены указанные вопросы в объеме, необходимом для дальнейшего изучения радиотехнических устройств. В настоящее время количество различных типов

электронных, ионных и полупроводниковых приборов так велико, что в одной книге не представилось возможным рассмотреть все приборы (достаточно сказать, что одних названий этих приборов с окончанием «трон» насчитывается много сотен). Попытка такого изложения привела бы неизбежно или к чрезмерному увеличению объема книги, или к слишком неполному и поверхностному описанию ряда приборов. Поэтому из книги исключены многие приборы, не применяющиеся широко в радиолюбительской практике, или имеющие специальное назначение, или не выпускаемые пока промышленностью.

Так, например, не рассматриваются некоторые специальные электронно-лучевые приборы и передающие телевизионные трубки, фотоэлектронные приборы, электрометрические лампы, такие электронные приборы для сверхвысоких частот, как клистроны, магнетроны, лампы бегущей и обратной волны, ртутные вентили и игнитроны, некоторые специальные полупроводниковые приборы и др. В книге также не даются сведения по технологии изготовления электровакуумных и полупроводниковых приборов, поскольку они непосредственно не связаны с практическим применением приборов.

Более глубоко и подробно изложены те вопросы, которые с точки зрения автора являются особенно важными для изучения физических процессов в электронных, ионных и полупроводниковых приборах и понимания их использования в практических схемах.

Помимо рассмотрения самих приборов, значительное место отводится вопросам применения этих приборов в радиотехнических устройствах. В частности, затрагиваются использование вакуумных диодов, газотронов и тиратронов для выпрямления переменного тока, применение триодов, более сложных ламп и транзисторов для усиления колебаний, стабилитронов — для стабилизации напряжения, электронно-лучевых трубок — для получения простейших осциллограмм и т. п. По-видимому, изучение только одних приборов в отрыве от их основных практических применений

было бы неправильным и создало бы у читателя недостаточно полное представление о том или ином приборе.

Особенно подробно в книге рассматриваются динамический режим и работа ламп в усилительном каскаде, так как правильное и детальное рассмотрение этих вопросов очень важно для дальнейшего изучения радиоэлектроники.

Конечно, в книге не могли быть подробно изложены все вопросы, связанные с многообразным применением электронных, ионных и полупроводниковых приборов, так как эти вопросы излагаются в соответствующих книгах по выпрямительным, усилительным, приемным, передающим, измерительным, импульсным и другим устройствам.

Не вполне установившиеся до сих пор теория работы полупроводниковых приборов и выбор для них наиболее удобных, всеми признанных характеристик, эквивалентных схем и параметров неизбежно наложили свой отпечаток на содержание и изложение главы об этих приборах. Тем не менее автор стремился в ней особое внимание уделять элементарным физическим представлениям о работе и свойствах полупроводниковых приборов и, по возможности, не рассматривать ничего лишнего.

На протяжении всей книги математический материал сведен к минимуму, и во многих местах он может быть пропущен без ущерба для усвоения основных элементарных сведений.

Автор выражает благодарность А. Д. Балашову, Н. В. Боброву, В. А. Зайцеву, Д. М. Казарновскому, И. Ф. Краснову, А. А. Куликовскому, Ю. А. Таль, В. С. Терпиловскому и С. Я. Шац, просмотревшим некоторые главы книги и сделавшим ценным замечания, а также Т. И. Левченко за помощь в оформлении части рисунков.

Автор будет признателен читателям, которые сообщат свои критические замечания и пожелания по данной книге в адрес Госэнергоиздата: Москва, Ж-114, Шлюзовая наб., 10, редакция «Массовой радиобиблиотеки».

СОДЕРЖАНИЕ

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ВВЕДЕНИЕ

1-1. ЭЛЕКТРОНИКА И ЕЕ РОЛЬ В НАРОДНОМ ХОЗЯЙСТВЕ

Электроника представляет собой новую, сравнительно молодую, но чрезвычайно бурно развивающуюся область науки и техники. Ее содержанием являются принципы устройства, работы и применения электровакуумных и полупроводниковых приборов. В самой электронике различают несколько направлений.

Физическая электроника имеет целью изучение электронных и ионных процессов, происходящих в газах и полупроводниках, а также на поверхности раздела между газами и твердыми или жидкими телами. Иначе говоря, эта часть электроники посвящена физическим процессам в электронных приборах.

Техническая электроника занимается главным образом устройством электронных приборов и основными схемами их применения для тех или иных целей. Иногда выделяют область электроники, посвященную применениям указанных приборов в промышленности, и называют ее промышленной электроникой.

Большие успехи, достигнутые электроникой, в значительной степени объясняются быстрым развитием радиотехники. Обе эти области техники развивались, взаимно дополняя друг друга, и в настоящее время настолько тесно связаны, что их часто объединяют и называют радиоэлектроникой. Различные электронные приборы служат основными элементами всех радиотехнических устройств и определяют собой важнейшие технические показатели радиоаппаратуры. С другой стороны, необходимость решения многих проблем в радиотехнике ставила перед электроникой ряд сложных задач. Их выполнение привело к изобретению новых и совершенствованию существующих типов электронных приборов.

Эти приборы широко применяются в различной аппаратуре для вещания, радиосвязи, радиолокации, радионавигации, телеуправления, записи и воспроизведения звука, телевидения и других направлений радиоэлектроники. Вместе с тем электроника проникла почти во все отрасли современной науки и техники. Электронные приборы успешно используются в автоматике, телемеханике, проводной связи, звуковом кино, атомной технике, астрономии, метеорологии, геофизике, медицине, биологии, физике, химии, металлургии, машиностроении, различных областях измерительной техники и пр.

Прогресс в области электроники, несомненно, содействовал возникновению и развитию кибернетики — новой науки, занимающейся вопросами управления и связи в машинах и живых организмах, а также сделал возможным создание быстродействующих электронных счетных машин. Работа этих машин во многих случаях не только успешно заменяет умственный труд людей, но и дает возможность решать такие задачи, которые человек вообще не в состоянии выполнить. Широкое использование электронной аппаратуры обеспечило исследование космоса с помощью искусственных спутников Земли, ракет и автоматической межпланетной станции. Применение схем с электронными и ионными приборами позволяет проводить самые разнообразные исследования и измерения, в том числе и такие, которые сами не имеют ничего общего с электроникой.

Усилители, генераторы, выпрямители, ламповые вольтметры, электронные осциллографы и многие другие устройства, работающие с помощью электронных приборов, стали мощными средствами для научных исследований, для автоматизации и контроля различных производственных процессов. Использование этих приборов резко улучшило изучение разнообразных свойств многочисленных веществ, существующих в природе, позволило глубже познать строение материи, приблизило нас к более правильному пониманию закономерностей материального мира.

Перспективы предстоящего расширения роли электроники в нашей стране развернуты в семилетнем плане, утвержденном XXI съездом КПСС. В нем указано, что технический прогресс во всех отраслях народного хозяйства будет обеспечиваться высокими темпами развития приборостроения и радиоэлектроники и что в создании и производстве машин особенно большую роль будет играть ис-

пользование последних достижений в области радиоэлектроники и полупроводниковой техники. Переход к комплексной механизации и автоматически управляемому производству с применением электронной техники составит наиболее характерную черту современного технического прогресса и должен быть основным направлением в создании конструкций новых машин. Будет значительно расширена подготовка специалистов в области радиоэлектроники.

Резко возрастет производство различных электронных приборов и радиоэлектронной аппаратуры. Это необходимо, в частности, для того, чтобы в соответствии с семилетним планом можно было увеличить протяженность радиорелейных линий связи в 8,4 раза, увеличить мощность радиовещательных станций, ускорить работы по широкому внедрению телевизионного и ультракоротковолнового вещания, а также цветного телевидения. За семилетку будет построено примерно 100 новых телевизионных центров и телевизионных станций, т. е. количество их увеличится в 2,6 раза. Телевидение будет осуществлено в столицах всех союзных республик, в крупных промышленных центрах и окружающих их сельских районах. Количество радиоприемных точек к 1965 г. увеличится почти на 30 млн., в том числе телевизоров — на 12,5 млн.

Возможности, создаваемые электроникой, неисчерпаемы. Электронные приборы все больше и больше проникают во все области нашей жизни. Бурное развитие науки и техники в свою очередь выдвигает перед электроникой новые интереснейшие проблемы. Поэтому электроника принесет нам еще много замечательных достижений и сыграет выдающуюся роль в строительстве коммунистического общества.

1-2. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ

Широкое применение в современной электронике электровакуумных и полупроводниковых приборов объясняется тем, что они имеют ценные свойства. С помощью этих приборов можно сравнительно просто и во многих случаях с высоким к. п. д. преобразовать электрическую энергию одного вида в электрическую же энергию другого вида, отличающуюся по форме, величине и частоте тока или напряжения, а также энергию излучения в электрическую энергию и обратно. В последнем случае можно осуществить не только простой переход одной энергии в другую, но и

более сложные процессы, при которых какое-либо оптическое изображение преобразуется в электрический ток специальной формы или наоборот (например, в телевизионных и осциллографических трубках).

Малая инерционность, характерная в особенности для электронных электровакуумных приборов, позволяет применять их в огромном диапазоне частот от нуля примерно до 10^{12} *гц* *.

При помощи электровакуумных и полупроводниковых приборов можно осуществить удобное регулирование различных электрических, световых и других величин плавно или ступенями, с большой или малой скоростью и с относительно малыми затратами энергии на сам процесс регулирования, т. е. без значительного снижения к. п. д., характерного для многих других способов регулирования и управления.

Все эти существенные достоинства электровакуумных и полупроводниковых приборов обусловили их использование для выпрямления, усиления, генерирования и преобразования частоты различных электрических токов, осциллографии электрических и неэлектрических явлений, передачи и приема телевизионных изображений, различных измерений и многих других процессов.

Рассмотрим кратко основные определения, касающиеся электровакуумных и полупроводниковых приборов, и принципы их классификации.

Электровакуумными приборами называют вакуумные приборы, действие которых связано с использованием электрических явлений в рабочем пространстве прибора. Таким образом, электровакуумные приборы являются частным случаем в а к у у м н ы х п р и б о р о в, которые характерны тем, что у них рабочее пространство изолировано газонепроницаемой оболочкой от окружающей среды и в этом пространстве в процессе изготовления прибора создан вакуум. При этом под вакуумом принято понимать газ, в частности воздух, имеющий высокую степень разрежения. Вакуум следует отличать от разреженного газа вообще, в котором может быть любая степень разрежения.

Более точно понятие «вакуум» применительно к электровакуумным приборам определяют, исходя из характера движения электронов. Если электроны движутся в пространстве свободно, практически не сталкиваясь с остав-

* Следует отметить, что на сверхвысоких частотах могут работать только некоторые специальные электронные приборы.

шимися после откачки газа молекулами, то степень разрежения считают высокой и именно в этом случае говорят о вакууме. А если электроны при своем движении сталкиваются с молекулами газа, то степень разрежения газа недостаточно высока и следует говорить просто о разреженном газе, находящемся под тем или иным давлением.

В соответствии с этими двумя различными случаями движения электронов все электровакуумные приборы делятся на две большие группы: электронные приборы, в которых происходит электронный разряд в вакууме, и ионные приборы, называемые иначе газоразрядными, для которых характерен электрический разряд в газе или парах.

Процессы в электронных приборах являются чисто электронными, т. е. в этих приборах ионизация практически отсутствует, а если она и наблюдается в небольшой степени, то не оказывает заметного влияния. Разрежение газа в электронных приборах оценивается величиной давления порядка 10^{-6} *мм рт. ст.* и меньше. Именно такое давление характерно для высокого вакуума.

В ионных приборах давление газа бывает порядка 10^{-3} *мм рт. ст.* и выше. При таком давлении значительная часть движущихся электронов сталкивается с молекулами газа, производит их ионизацию и, следовательно, в данном случае процессы являются не чисто электронными, а электронно-ионными.

Следует отметить, что в последние годы получили распространение некоторые специальные ионные приборы (разрядники), в которых давление газа установлено выше атмосферного. Строго говоря, эти приборы не подходят под название «электровакуумные». Но так как они изготовляются на электровакуумных заводах и по принципу устройства и внешнему виду не отличаются от приборов, имеющих в баллоне газ с пониженным давлением, то их все же причисляют к электровакуумным приборам.

Подавляющее большинство электровакуумных приборов относится к электронным или ионным, но существует еще группа так называемых проводниковых (или безразрядных) электровакуумных приборов, действие которых основано на использовании явлений, связанных с электрическим током в твердых или жидких проводниках, находящихся в разреженном газе. В этих приборах, следовательно, электрического разряда в газе или вакууме

не происходит. К проводниковым электровакуумным приборам относятся лампы накаливания, стабилизаторы тока (бареттеры), вакуумные полупроводниковые термосопротивления (термисторы), вакуумные термоэлементы, вакуумные конденсаторы и некоторые другие приборы.

Электровакуумные приборы подразделяются на многие типы по различным признакам. Простейшие приборы, имеющие только два электрода (анод и катод), являются в большинстве случаев неуправляемыми. У более сложных, управляемых приборов электронный поток можно регулировать, воздействуя на него электрическим полем с помощью специальных управляющих электродов, например сеток, или магнитным полем.

Особую группу составляют электронные лампы, т. е. электронные приборы с накаленным катодом, предназначенные для различного рода преобразований электрических величин. Эти лампы в зависимости от назначения могут быть генераторными, усилительными, выпрямительными, частотопреобразовательными, детекторными, измерительными и т. д. Большинство ламп рассчитано на работу в непрерывном режиме, но выпускаются также лампы специально для импульсного режима. Они могут создавать электрические импульсы большой мощности при условии, что длительность импульсов много меньше, чем промежутки времени между импульсами.

В зависимости от рабочего диапазона частот электронные лампы подразделяются на низкочастотные, высокочастотные и сверхвысокочастотные. Электронные лампы, имеющие два электрода: катод и анод, называются диодами, причем диоды, специально предназначенные для выпрямления переменного тока электрической сети и получения постоянного тока, питающего те или иные устройства, принято называть кенотронами.

Лампы, содержащие, кроме катода и анода, еще управляющие электроды, обычно в виде сеток, выпускаются с общим числом электродов от трех до девяти и имеют соответственно названия: триод, тетрод, пентод, гексод, гептод, октод и эннод. При этом лампы, имеющие два управляющих электрода (две сетки) и более, т. е. начиная с тетрода, выделяются в группу многоэлектродных ламп. Если лампа содержит две (или более) системы электродов с независимыми потоками электронов,

то ее называют комбинированной (двойной диод, двойной триод, триод-пентод, двойной диод-пентод и др.).

По принципу работы и другим особенностям электронные лампы той или иной группы в свою очередь подразделяются на различные типы. Например, в группе электронных ламп для сверхвысоких частот имеются магнетроны, клистроны, электронноволновые лампы, лампы бегущей волны (ЛБВ), лампы обратной волны (ЛОВ) и многие другие.

Основными типами ионных приборов являются разрядники, ртутные вентили (управляемые и неуправляемые), газотроны, тиратроны и стабилитроны. Большую группу составляют электронно-лучевые приборы, к которым относятся приемные и передающие телевизионные трубки различных типов, осциллографические и запоминающие трубки, электронный микроскоп, электронные преобразователи изображений и электронно-лучевые переключатели.

В группу фотоэлектронных приборов входят электровакуумные фотоэлементы (электронные и ионные) и фотоэлектронные умножители. К электроосветительным приборам следует отнести лампы накаливания, газоразрядные источники света и люминесцентные лампы. Особое место занимают рентгеновские трубки, счетчики элементарных частиц, ускорительные камеры для получения быстрых заряженных частиц и другие специальные приборы.

Электровакуумные приборы классифицируются еще и по многим другим признакам: по типу катода (накаленный или холодный), по устройству баллона (стеклянный, металлический, керамический или комбинированный, например металлокерамический), по роду охлаждения (естественное или лучистое, принудительное воздушное, водяное).

Приведенная выше далеко не полная классификация электровакуумных приборов показывает, что в настоящее время имеется большое количество различных типов таких приборов, которые изучить все в одной книге, конечно, невозможно. Поэтому в следующих главах будут рассмотрены только самые основные приборы, применяемые в радиоэлектронной аппаратуре.

К полупроводниковым приборам относятся приборы, действие которых связано с использованием электрических

явлений в полупроводниках, в частности на границе полупроводников с различными видами проводимости. Хотя в отношении полупроводниковых приборов еще не проведена общепринятая классификация, они по своему назначению подобно электровакуумным приборам подразделяются на выпрямительные, усилительные, генераторные, измерительные, частотопреобразовательные и др. Полупроводниковые приборы могут иметь различное число электродов и называются соответственно диодами, триодами, тетродами и т. д. В зависимости от примененного полупроводника различают купроксные (или меднозакисные), селеновые, сульфидные, германиевые, кремниевые и другие приборы.

Фотоэлектронные полупроводниковые приборы, имеющие весьма широкое применение, подразделяются на фотосопротивления, изменяющие сопротивление под влиянием световых лучей, и фотоэлементы, в которых под действием света возникает э. д. с. Принято выделять в особые группы полупроводниковые термосопротивления (термисторы), изменяющие по нелинейному закону свое сопротивление при изменении температуры, а также полупроводниковые термоэлементы для термоэлектрических генераторов и холодильников и ряд других специальных приборов. Количество разнообразных типов полупроводниковых приборов также весьма велико. В главе, посвященной этим приборам, мы рассмотрим только важнейшие из них, имеющие непосредственное отношение к радиоэлектронике.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

2-1. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В РАВНОМЕРНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Во всех электровакуумных приборах (за исключением проводниковых, т. е. безразрядных приборов) электронные потоки в вакууме или газе, находящемся под тем или иным давлением, подвергаются воздействию электрического поля. Взаимодействие движущихся электронов с электрическим полем является основным процессом в электронных и ионных приборах. Для его изучения необходимо прежде всего рассмотреть законы движения одного электрона в равномерном (однородном) электрическом поле.

Конечно, в действительности в электровакуумных приборах движется не один электрон, а поток огромного количества электронов и имеется взаимное влияние электронов. Законы движения отдельных электронов в таком потоке сложнее, нежели законы движения одного электрона. Но, изучив сначала движение одного электрона, мы сможем в дальнейшем учесть влияние на него других электронов.

Следует также отметить, что электрическое поле в реальных приборах всегда бывает неравномерным и часто весьма сложным по своей структуре. Изучение движения электронов в неравномерных электрических полях представляет собой большие трудности и составляет содержание целой науки, носящей название электронной оптики. В данной книге мы не можем подробно рассматривать эти вопросы и лишь кратко затронем движение электронов в неравномерном электрическом поле.

Во многих случаях электрическое поле в том или ином приборе не слишком сильно отличается от равномерного, и поэтому оказывается вполне возможным приближенно считать, это электроны движутся в этом поле по тем же зако-

нам, что и в равномерном поле. Таким образом, установление законов движения одного электрона в равномерном поле имеет важное значение для изучения физических процессов в электровакуумных приборах.

Прежде чем перейти к этому вопросу, напомним, что электрон представляет собой частицу материи, имеющую отрицательный электрический заряд, равный $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ *к*. Масса неподвижного электрона равна $m = 9 \cdot 10^{-28}$ *г*. В соответствии с выводами современной физики при больших скоростях движения масса электрона заметно увеличивается. Теоретически при скорости движения, равной скорости света в воздухе $c = 3 \cdot 10^8$ *м/сек*, масса электрона должна стать бесконечно большой. Практически скорости электронов в обычных электровакуумных приборах не превышают 0,1 *c*, и при этом условии можно считать массу электрона постоянной и равной *m*.

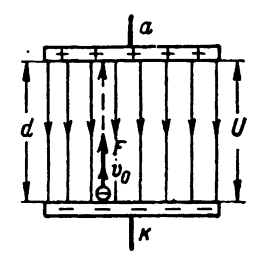


Рис. 2-1. Движение электрона в равномерном ускоряющем поле.

а) **Движение электрона в ускоряющем поле.** На рис. 2-1 изображено с помощью силовых линий равномерное электрическое поле в вакууме между двумя плоскими электродами, расположенными параллельно. Эти электроды могут представлять собой, в частности, катод и анод двухэлектродного прибора или любые два соседних электрода какого-либо многоэлектродного прибора.

Разность потенциалов между электродами обозначим U, а расстояние между ними — d. Напряженность поля тогда будет равна:

$$E = \frac{U}{d}. \qquad (2\text{-}1)$$

Для равномерного поля напряженность поля является величиной постоянной.

Представим себе, что из электрода, имеющего более низкий потенциал, например из катода (*к*), вылетает электрон с некоторой начальной скоростью v_0. Его кинетическую энергию при вылете обозначим W_0. Вопрос о том, при каких условиях электрон может вылететь из металла, рассматривается в следующей главе.

Поле действует на электрон и ускоряет его движение к электроду, имеющему более высокий положительный потенциал, например к аноду (*а*). Иначе говоря, электрон

притягивается к электроду с более высоким положительным потенциалом. Поэтому поле в данном случае называют ускоряющим. Рассмотрим законы движения электрона в таком ускоряющем поле.

Так как напряженность поля есть сила, действующая на единичный положительный заряд, то величина силы, действующая на электрон, может быть выражена как

$$F = eE. \tag{2-2}$$

Строго говоря, в правой части этой формулы надо поставить знак минус, так как сила F направлена в сторону, противоположную вектору напряженности поля E. Однако если нас интересует только величина силы, то знака минус для упрощения можно не писать.

Под действием постоянной силы F электрон получит ускорение, определяемое по второму закону Ньютона:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m} = \frac{eU}{md}. \tag{2-3}$$

Двигаясь ускоренно, электрон приобретает наибольшую скорость в конце своего пути, т. е. при ударе об электрод, к которому он летит. В момент удара об этот электрод кинетическая энергия электрона W также будет наибольшей.

Таким образом, при движении электрона в ускоряющем поле происходит увеличение кинетической энергии электрона за счет того, что поле совершает работу по перемещению электрона. Электрон всегда отнимает энергию от ускоряющего поля. Можно поэтому написать, что увеличение кинетической энергии электрона $W - W_0$ равно работе сил поля, которая определяется произведением перемещаемого заряда (в данном случае e) на пройденную им разность потенциалов U:

$$W - W_0 = \frac{mv^2}{2} - \frac{mv_0^2}{2} = eU. \tag{2-4}$$

Если начальная скорость электрона равна нулю, то

$$W_0 = \frac{mv_0^2}{2} = 0 \quad \text{и} \quad W = \frac{mv^2}{2} = eU, \tag{2-5}$$

т. е. кинетическая энергия электрона равна работе поля. Формула (2-5), очевидно, с некоторым приближением

может применяться и в случае, когда начальная скорость v_0 много меньше конечной скорости v, так как тогда

$$\frac{mv^2}{2} \gg \frac{mv_0^2}{2}.$$

Если принять заряд электрона за некоторую условную единицу количества электричества, то при $U=1$ *в* получается, что энергия электрона также равна 1. Эта новая единица для измерения энергии электронов названа электроновольтом (*эв*). В большинстве случаев гораздо удобнее выражать энергию электронов именно в электроновольтах, а не в джоулях. А когда необходимо найти величину энергии в джоулях, то надо число электроновольт умножить на заряд электрона в кулонах, т. е. на $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ *к*.

Из приведенной выше формулы (2-5) легко определяется конечная скорость электрона:

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} U}. \qquad (2\text{-}6)$$

Подставляя сюда значения e и m в какой-либо одной системе единиц, можно получить удобное для расчетов выражение, например:

$$v \approx 6 \cdot 10^5 \sqrt{U}\ [м/сек], \text{ или } v \approx 600 \sqrt{U}\ [км/сек]. \qquad (2\text{-}7)$$

Таким образом, скорость, приобретаемая электроном при движении в ускоряющем поле, зависит исключительно от пройденной разности потенциалов. Поэтому удобно скорости электронов также выражать условно в вольтах. Если скорость электрона равна, например, 10 *в*, то это означает такую скорость, которую электрон приобретает в результате движения в ускоряющем поле с разностью потенциалов 10 *в*. Зная скорость электрона в вольтах, всегда можно с помощью формулы (2-7) выразить ее в метрах или километрах в секунду. Очевидно, что скорость электрона в вольтах всегда численно равна его кинетической энергии в электроновольтах.

Начальную скорость электрона также удобно выражать в вольтах, имея в виду равенство

$$v_0 \approx \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0}. \qquad (2\text{-}8)$$

Иначе говоря, мы условно считаем, что начальная скорость электрона также получена за счет ускоряющего поля с разностью потенциалов U_0.

Конечная энергия электрона в случае, когда начальную скорость нельзя полагать равной нулю, на основании формул (2-4) и (2-5) может быть записана в виде

$$W=\frac{mv^2}{2}=eU+W_0=eU+eU_0=e(U+U_0). \qquad (2\text{-}9)$$

А конечная скорость определяется по формуле

$$v=\sqrt{2\frac{e}{m}(U+U_0)}. \qquad (2\text{-}10)$$

В более удобном для расчета виде получим:

$$v\approx 600\sqrt{U+U_0}\ \left[\frac{км}{сек}\right]. \qquad (2\text{-}11)$$

Как видно, скорости, выраженные в вольтах, следует просто складывать.

Заметим, что скорости электронов, даже при сравнительно небольшой разности потенциалов, получаются значительными. Например, из формулы (2-7) легко найти, что при $U=1$ *в* скорость равна $v=600$ *км/сек*, при $U=100$ *в* получаем $v=6\,000$ *км/сек* и при $U=10\,000$ *в* скорость достигает величины $v=60\,000$ *км/сек*.

Найдем еще время t пролета электрона между электродами. Проще всего его можно определить с помощью средней скорости:

$$t=\frac{d}{v_{ср}}. \qquad (2\text{-}12)$$

Средняя скорость для равномерно-ускоренного движения равна полусумме начальной и конечной скоростей:

$$v_{ср}=\frac{v_0+v}{2}. \qquad (2\text{-}13)$$

Наибольшее время пролета будет при отсутствии у электрона начальной скорости. Для этого случая

$$v_{ср}=\frac{v}{2} \text{ и } t=\frac{2d}{v}. \qquad (2\text{-}14)$$

Подставляя сюда значение конечной скорости, получим время пролета в секундах в виде:

$$t=\frac{2d}{6\cdot 10^5\sqrt{U}}=0{,}33\cdot 10^{-5}\frac{d}{\sqrt{U}}. \qquad (2\text{-}15)$$

Здесь расстояние d выражено в метрах, а если выразить его в миллиметрах, то окончательно будем иметь:

$$t = 0{,}33 \cdot 10^{-8} \frac{d}{\sqrt{U}}. \tag{2-15а}$$

Для примера подсчитаем время пролета электрона при расстоянии между электродами 3 *мм* и разности потенциалов 100 *в*. Получаем:

$$t = 0{,}33 \cdot 10^{-8} \frac{3}{\sqrt{100}} = 10^{-9} \text{ сек.}$$

Как видно, время получается весьма малым: одна миллиардная доля секунды. Практически в электронных приборах время пролета электронов обычно бывает порядка 10^{-8}—10^{-10} *сек.*

Выражения для энергии, скорости и времени полета были нами получены для движения электрона вдоль всего расстояния между электродами d. Однако все они остаются в силе и для любого участка пути электрона. Только в этом случае величины W, v, t и U относятся уже не ко всему расстоянию между электродами, а только к данному участку.

Если поле, в котором движется электрон, состоит из нескольких участков с различными напряженностями, то конечная скорость электрона определяется только конечной разностью потенциалов и начальной скоростью электрона. То обстоятельство, что на отдельных участках электрон будет лететь с разными ускорениями, не имеет значения для расчета конечной скорости. Из закона сохранения энергии вытекает, что разность потенциалов на всем пути всегда равна алгебраической сумме разностей потенциалов отдельных участков, последовательно проходимых электроном. Отсюда следует, что полное приращение кинетической энергии всегда равно произведению eU, где U есть конечная разность потенциалов.

Движение электрона с разными ускорениями на различных участках скажется только на времени пролета. Это время для всего пути следует находить как сумму промежутков времени, затраченных электроном на прохождение отдельных участков.

б) **Движение электрона в тормозящем поле.** Рассмотрим теперь движение электрона, у которого начальная скорость v_0 направлена против силы F, действующей на электрон со стороны поля (рис. 2-2). В этом случае электрон вылетает с некоторой начальной скоростью из электрода с более вы-

соким положительным потенциалом. Таким электроном, в частности, может быть вторичный электрон, выбитый из анода или другого электрода ударом первичного электрона.

Так как сила F направлена навстречу скорости v_0, то получается торможение электрона, т. е. уменьшение его скорости. Движение электрона будет прямолинейным равномерно-замедленным. Поле в этом случае называют т о р м о з я щ и м.

Как видно, одно и то же поле для одних электронов является ускоряющим, а для других — тормозящим. Это зависит исключительно от направления начальной скорости электрона.

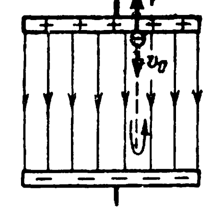


Рис. 2-2. Движение электрона в равномерном тормозящем поле.

Величины силы F и ускорения a в данном случае определяются прежними формулами (2-2) и (2-3). Только ускорение следует считать отрицательным, т. е. можно считать его замедлением.

Кинетическая энергия электронов, движущихся в тормозящем поле, уменьшается, так как в данном случае работа совершается не силами поля, а самим электроном, который за счет своей энергии преодолевает сопротивление сил поля. Энергия, теряемая электроном, переходит к полю. Таким образом, *в тормозящем поле электрон всегда отдает энергию полю.*

Если начальную скорость электрона выражать, как мы условились, в вольтах (U_0), то уменьшение скорости численно равно той разности потенциалов U, которую проходит электрон в тормозящем поле. Очевидно, что возможны два случая движения электрона в тормозящем поле между двумя электродами. Когда начальная скорость электрона больше, чем разность потенциалов между электродами ($U_0 > U$), то электрон пройдет все расстояние d между электродами и попадет на электрод с более низким потенциалом. При ударе об этот электрод конечная скорость электрона равна $U_0 — U$. Если же $U_0 < U$, то, пройдя разность потенциалов, равную U_0, электрон полностью потеряет свою энергию, скорость его станет равна нулю и он на момент остановится, после чего начнет ускоренно двигаться обратно. Именно этот случай и показан на рис. 2-2.

Движение электрона в обратном направлении является не чем иным, как рассмотренным выше движением без начальной скорости в ускоряющем поле. При таком обрат-

ном движении электрона поле возвращает ему ту энергию, которую он потерял при своем замедленном движении до остановки.

Время пролета электрона в тормозящем поле до остановки определяется по известному из механики уравнению для конечной скорости при равномерно-замедленном движении:

$$v = v_0 - at. \qquad (2\text{-}16)$$

Приравнивая конечную скорость нулю, получим:

$$v_0 - at = 0, \text{ откуда } t = \frac{v_0}{a}. \qquad (2\text{-}17)$$

Пролет электрона в обратном направлении совершается за точно такой же промежуток времени, и тогда полное время пребывания электрона в поле равно:

$$t_{\text{пр}} = \frac{2v_0}{a}. \qquad (2\text{-}18)$$

При возвращении на электрод с более положительным потенциалом электрон в момент удара об электрод имеет скорость, равную по величине v_0. Таким образом, электрон совершает движение, подобное полету тела, брошенного вертикально вверх, в случае, если бы над поверхностью земли было безвоздушное пространство.

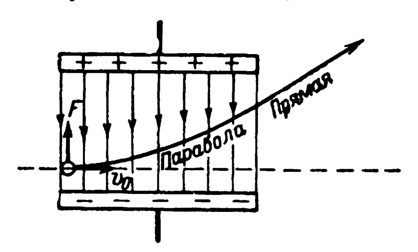


Рис. 2-3. Движение электрона в равномерном поперечном поле.

в) **Движение электрона в поперечном поле.** Третьим важным случаем является движение электрона в поперечном поле. Рассмотрим, что происходит, если электрон влетает с некоторой начальной скоростью v_0 под прямым углом к направлению силовых линий поля (рис. 2-3). Поле действует на электрон с постоянной силой F, определяемой по формуле (2-2) и направленной в сторону более высокого положительного потенциала. Поэтому электрон совершает одновременно два взаимно-перпендикулярных движения: прямолинейное равномерное движение по инерции со скоростью v_0 и прямолинейное равномерно-ускоренное движение под действием силы F в том направлении, в каком эта сила дей-

ствует. Ускорение при последнем движении по-прежнему определяется формулой (2-3).

Как известно из механики, результирующее движение электрона должно происходить по параболе. Очевидно, что при этом движении электрон отклоняется в сторону более положительного электрода. При значительном искривлении траектории электрон может попасть на этот электрод; если же электрон выйдет за пределы поля, как показано на рис. 2-3, то дальше он будет двигаться по инерции прямолинейно равномерно по касательной к параболе в последней ее точке.

Движение электрона в этом случае весьма сходно с движением тела, брошенного с некоторой начальной скоростью в горизонтальном направлении в безвоздушное пространство над поверхностью земли. Под действием силы тяжести такое тело движется по параболической траектории и упадет на поверхность земли.

Если электрон влетает в поперечное поле не под прямым, а под каким-либо другим углом, то его движение сводится к сочетанию ранее рассмотренных основных случаев. Следует начальную скорость v_0 разложить на две составляющие: v_x, направленную вдоль оси x, т. е. перпендикулярно силовым линиям, и v_y, направленную вдоль оси y, т. е. вдоль силовых линий. Движение электрона, обусловленное наличием составляющей v_x, происходит так, как это только что было рассмотрено для случая, показанного на рис. 2-3. Одновременно электрон совершает еще вдоль силовых линий движение с начальной скоростью v_y, которое в зависимости от направления v_y будет ускоренным или замедленным.

Результирующее движение опять-таки происходит по параболе, причем электрон может либо попасть на один из электродов, либо выйти за пределы поля.

Из рассмотренных законов движения электронов видно, что электрическое поле всегда воздействует на кинетическую энергию и скорость электрона, изменяя их в ту или другую сторону. Таким образом, между электроном и электрическим полем всегда имеется энергетическое взаимодействие, т. е. обмен энергией. Кроме того, если начальная скорость электрона направлена не вдоль силовых линий, а под некоторым углом к ним, то электрическое поле искривляет траекторию электрона, превращая ее из прямой линии в параболу.

Иначе говоря, если электрон доходит до данного электрода, то скорость электрона при ударе об этот электрод всегда определяется только величиной начальной скорости и пройденной разностью потенциалов между конечными точками пути независимо от потенциалов промежуточных точек.

Для иллюстрации этого рассмотрим числовой пример. Пусть электрон вылетает из одного электрода с начальной скоростью 10 *в* и движется в ускоряющем поле между электродами, имеющими разность потенциалов 50 *в*. Тогда конечная скорость электрона при ударе о второй электрод равна 60 *в*. Предположим теперь, что поле между теми же самыми электродами с той же самой разностью потенциалов 50 *в* состоит из следующих четырех участков: на первом участке оно ускоряющее, на втором — тормозящее, на третьем участке поля вообще нет и на четвертом оно снова ускоряющее. Разности потенциалов между конечными точками этих участков соответственно равны: $U_1=20$ *в*; $U_2=-25$ *в*; $U_3=0$ и $U_4=55$ *в*. Как видно, по-прежнему $U=U_1+U_2+$ $+U_3+U_4=20+(-25)+0+55=50$ *в*.

На первом участке электрон движется ускоренно и набирает скорость $U_0+U_1=10+20=30$ *в*. На втором участке он движется замедленно и теряет 25 *в* скорости, т. е. попадает в третий участок, имея скорость всего лишь 5 *в*. Именно с такой скоростью он равномерно по инерции проходит третий участок. Затем на четвертом участке он снова получает ускорение и к концу пути набирает скорость $5+55=$ $=60$ *в*. Таким образом, конечная скорость электрона действительно не зависит от потенциалов промежуточных точек, а определяется лишь конечной разностью потенциалов.

Общее время пролета электрона через эти четыре участка, очевидно, больше, чем в случае, когда между электродами имеется только одно ускоряющее поле. Так, например, на втором участке электрон летит замедленно, а третий участок он проходит со сравнительно малой скоростью; поэтому на пролет этих участков ему придется затратить сравнительно много времени.

А если разность потенциалов на втором (тормозящем) участке по абсолютной величине равна или больше 30 *в*, то электрон на этом участке полностью потеряет энергию, остановится и вернется обратно. В этом случае он не дойдет до второго электрода и, следовательно, нельзя говорить о конечной скорости электрона при ударе об этот электрод.

Все рассмотренные выше законы движения одного электрона в равномерном электрическом поле с известным приближением можно применить и к движению отдельных электронов в электронном потоке, если пренебрегать их взаимным отталкиванием. В большинстве случаев это не приводит к значительным ошибкам. Так, например, не очень длинный поток движущихся в ускоряющем поле параллельно друг другу электронов практически сохраняет площадь своего поперечного сечения неизменной. Но при большой длине такого потока в результате взаимного от-

талкивания электронов уже наблюдается весьма заметное увеличения сечения. Точный учет взаимного отталкивания электронов в потоке подставляет значительные трудности.

2-2. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕРАВНОМЕРНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Равномерные электрические поля все являются сравнительно простыми и аналогичными друг другу по своей структуре. Они могут иметь разную напряженность, но во всех точках данного равномерного поля напряженность везде одна и та же.

Для неравномерных электрических полей характерна весьма разнообразная и часто сложная структура. Существует бесчисленное количество не похожих друг на друга неравномерных полей, в которых напряженность от точки к точке изменяется по самым различным законам, а силовые линии представляют собой кривые той или иной формы. Все это весьма усложняет рассмотрение движения электрона в подобных полях.

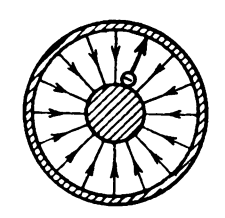


Рис. 2-4. Движение электрона в радиальном электрическом поле.

Наиболее простым является случай, когда неравномерное поле имеет силовые линии в виде прямых линий. Таким полем является, например, часто встречающееся в электровакуумных приборах радиальное поле, образующееся между цилиндрическими электродами. Если начальная скорость электрона, вылетевшего с поверхности внутреннего электрода, направлена вдоль силовых линий, то электрон будет двигаться прямолинейно по радиусу (рис. 2-4). Движение его в этом случае является ускоренным, но величина ускорения непостоянна. По мере удаления от внутреннего электрода напряженность поля снижается (густота силовых линий уменьшается) и сила, действующая на электрон, становится меньшей, а значит, уменьшается и ускорение.

В более общем случае неравномерное поле имеет силовые линии в виде некоторых кривых линий. Если это поле является ускоряющим (рис. 2-5,*а*), то электрон, имеющий начальную скорость v_0, движется по криволинейной траектории, которая имеет такой же характер кривизны, как и силовые линии. Это объясняется тем, что на электрон действует со стороны поля сила F, направленная под углом к вектору собственной скорости электрона. Сила F, с одной

стороны, искривляет траекторию электрона, а с другой — увеличивает его скорость.

При этом оказывается, что траектория электрона не совпадает с силовой линией. Если бы электрон не обладал массой, а следовательно, и инерцией, то он двигался бы по силовой линии. Однако электрон имеет массу и поэтому в любой момент стремится двигаться по инерции прямолинейно с той скоростью, которую он приобрел за время предыдущего движения. А сила, действующая на электрон, направлена по касательной к силовой линии и поэтому в случае кривых силовых линий всегда образует некоторый угол с вектором скорости электрона. Поэтому траектория

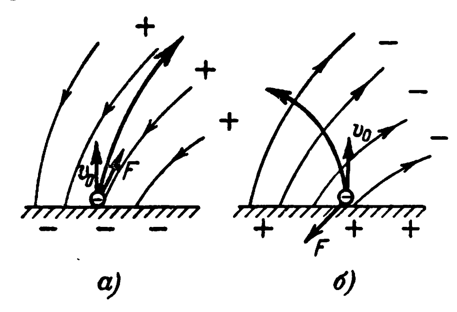


Рис. 2-5. Движение электрона в неравномерном ускоряющем (*а*) и тормозящем (*б*) поле.

электрона искривляется, но «отстает» в этом искривлении от силовой линии. Траектория электрона как бы стремится приблизиться к силовой линии и совпасть с ней. Но полное совпадение при кривых силовых линиях невозможно из-за инерции электрона.

Случай тормозящего неравномерного поля с кривыми силовыми линиями показан на рис. 2-5,*б*. Здесь сила, действующая на электрон со стороны поля, также искривляет траекторию электрона и изменяет величину его скорости. Однако искривление траектории получается в сторону, противоположную той, куда искривляются силовые линии. В данном случае траектория электрона как бы стремится удалиться от силовой линии. При этом скорость электрона уменьшается, так как он переходит в точки с более отрицательным потенциалом.

Весьма важно рассмотреть движение в неравномерном поле не одиночного электрона, а потока электронов. При

этом взаимодействием электронов мы будем для простоты пренебрегать.

На рис. 2-6,*а* показано движение такого электронного потока в ускоряющем неравномерном поле. Это поле взято симметричным относительно некоторой средней прямой силовой линии.

В данном случае густота силовых линий в направлении движения электронов увеличивается. Силовые линии в этом направлении сходятся, т. е. напряженность поля возрастает. Условимся такое поле называть сходящимся.

Пусть в это поле влетает поток электронов, скорости которых направлены параллельно. Для упрощения на

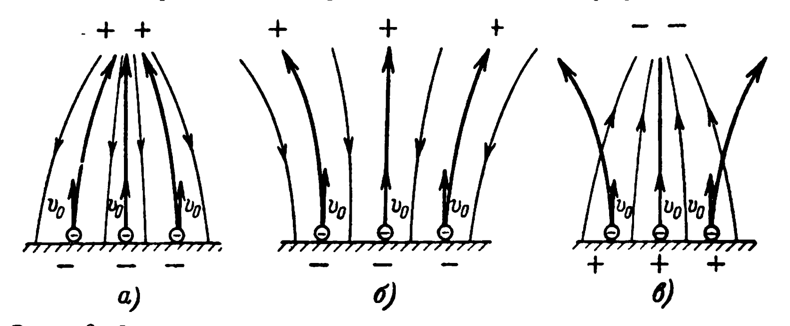


Рис. 2-6. Фокусировка и рассеивание электронного потока в неравномерном электрическом поле.

рис. 2-6,*а* показаны только средний и крайние электроны. Имея в виду приведенные выше рассуждения о движении одиночного электрона, нетрудно прийти к выводу, что траектории электронов искривляются в ту же сторону, куда искривлены силовые линии. И только средний электрон движется прямолинейно вдоль средней силовой линии. В результате электроны сближаются. Получается явление фокусировки электронного потока, несколько напоминающее фокусировку светового потока с помощью собирающей линзы. Вместе с фокусировкой происходит увеличение скорости электронов.

Возможен также и другой случай ускоряющего поля, когда силовые линии в направлении движения электронов не сходятся, а расходятся (рис. 2-6,*б*). Такое поле можно условно назвать расходящимся. В нем электронный поток рассеивается, так как траектории отдельных электронов при своем искривлении удаляются друг от друга.

Поэтому ускоряющее расходящееся поле является для электронного потока как бы рассеивающей линзой.

Если ускоряющее поле заменить тормозящим, то вся картина изменится на обратную. На рис. 2-6,*в* показано действие тормозящего сходящегося поля на поток электронов. В отличие от ускоряющего сходящегося поля здесь происходит не фокусировка, а рассеивание электронов с уменьшением их скорости. И, наоборот, в тормозящем расходящемся поле получается фокусировка электронного потока.

Именно эти основные случаи и будут нам встречаться при изучении физических процессов, происходящих в электровакуумных приборах.

В электронной оптике рассматриваются многие другие случаи движения электронов в неравномерном поле и выводятся общие и частные законы таких движений. При этом обычно изображают поле не с помощью силовых линий, а с помощью эквипотенциальных поверхностей[1] (точнее, линий пересечения этих поверхностей с плоскостью чертежа). Искривление траекторий электронов представляют в виде преломления этих траекторий при переходе электрона сквозь эквипотенциальную поверхность. В результате получаются математические законы, напоминающие законы преломления световых лучей.

Следует отметить, что изображение структуры неравномерного поля как с помощью конечного числа силовых линий, так и с помощью конечного числа эквипотенциальных поверхностей является во многих случаях довольно грубым приближением. В действительности поле имеет бесконечно большое число силовых линий. Поэтому картины поля, которые мы вынуждены рисовать, обычно не отображают тонкую структуру поля. Однако других методов изображения поля в нашем распоряжении нет.

При изображении поля нет необходимости показывать и силовые линии, и эквипотенциальные поверхности. Имея, например, изображение поля только с помощью силовых линий, можно всегда показать расположение эквипотенциальных поверхностей, и наоборот.

Для наиболее наглядного изучения работы электронных и ионных приборов удобно изображать поле с помощью силовых линий и рассматривать искривление электронных траекторий так, как это было показано выше.

---

[1] Эквипотенциальные поверхности перпендикулярны силовым линиям. Все точки данной эквипотенциальной поверхности имеют один и тот же потенциал.

2-3. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В РАВНОМЕРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Движение электронов в магнитном поле используется лишь в некоторых электровакуумных приборах, но также представляет собой важный случай. Мы рассмотрим для упрощения движение электрона только в равномерном магнитном поле. В действительности часто приходится встречаться с движением электронов в неравномерном поле. Однако теория этого вопроса достаточна сложна и не может быть освещена в данной книге. В тех случаях, когда поле не очень сильно отличается от равномерного или когда нет необходимости в получении очень точных количественных результатов, вполне возможно пользоваться законами, установленными для движения электрона в равномерном поле.

Так как движущийся электрон представляет собой элементарный электрический ток, то для решения вопроса о взаимодействии электрона с магнитным полем следует вспомнить действие магнитного поля на проводник с током. Известно, что в этом случае происходит взаимодействие магнитного поля, созданного самим током, с тем внешним магнитным полем, в которое помещен проводник. В результате проводник с током, помещенный в магнитное поле, испытывает со стороны поля действие механической силы. Величина этой силы F зависит от напряженности магнитного поля H, длины l той части проводника, которая находится в поле, тока i и угла α между направлением тока и направлением магнитного поля. Математическое выражение этой зависимости следующее:

$$F = Hli \sin \alpha. \qquad (2\text{-}19)$$

Если проводник с током расположен вдоль силовых линий, то никакого взаимодействия с полем у него нет. Угол α в этом случае равен нулю, а тогда $\sin \alpha = 0$ и $F = 0$. Наибольшей величины сила F достигает в случае, когда проводник с током расположен перпендикулярно магнитным силовым линиям ($\alpha = 90°$ и $\sin \alpha = 1$).

Направление силы F перпендикулярно направлению тока и направлению магнитного поля в соответствии с правилом левой руки. Это правило гласит: *если левую руку расположить так, чтобы ее вытянутые четыре пальца показывали направление тока, а магнитные силовые линии входили в ладонь, то отведенный в сторону большой палец покажет направление силы, действующей на проводник с током.*

При этом, как и во всех правилах электромагнетизма, направление тока считается условным, противоположным истинному движению электронов, т. е. от плюса к минусу.

Воспользуемся этим для изучения движения электрона в магнитном поле. Рассмотрим наиболее важный случай, когда электрон влетает в равномерное магнитное поле с начальной скоростью v_0, направленной перпендикулярно магнитным силовым линиям (на рис. 2-7 — горизонтально). Так как движущийся электрон эквивалентен некоторому току, то на него со стороны поля действует сила F. Она перпендикулярна вектору v_0 и направлению магнитного поля. Применяя правило левой руки и имея в виду, что направление тока надо считать противоположным направлению движения электронов, получим, что сила F для начальной точки траектории электрона в магнитном поле действует, как показано на рис. 2-7 (вниз).

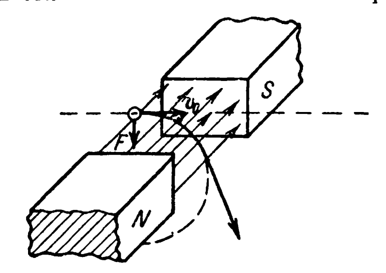


Рис. 2-7. Движение электрона в равномерном поперечном магнитном поле.

Величину силы F можно найти из следующих соображений. Пусть электрон, имеющий заряд e, проходит за малое время Δt путь Δl, который приближенно можно считать прямолинейным. Тогда величина тока, эквивалентного движущемуся электрону, равна:

$$i = \frac{e}{\Delta t}, \tag{2-20}$$

а Δl можно принять за длину проводника, в котором протекает ток i. Следовательно, для силы F получим выражение

$$F = H\Delta l \frac{e}{\Delta t}. \tag{2-21}$$

Но $\frac{\Delta l}{\Delta t}$ есть скорость электрона v_0, и поэтому окончательно можно написать:

$$F = Hv_0e. \tag{2-22}$$

Как видно, при $v_0=0$ сила F также равна нулю, т. е. на неподвижный электрон магнитное поле не действует, так как этот электрон не является током.

Под влиянием силы F траектория электрона искривляется. В данном случае траектория электрона будет не параболой, а дугой окружности. Поскольку сила F действует под прямым углом к скорости v_0, она не производит никакой работы. Энергия электрона и его скорость не изменяются по величине. Происходит лишь изменение направления скорости.

Как известно из механики, движение тела по окружности (вращение) с постоянной скоростью получается благодаря действию некоторой силы, направленной к центру и называемой центростремительной силой. Она всегда перпендикулярна направлению линейной скорости. Именно такой силой и является сила F.

Для определения направления поворота электрона в магнитном поле могут служить следующие правила. *Если смотреть в направлении магнитных силовых линий, то электрон движется по часовой стрелке.* Или иначе: *поворот электрона совпадает с вращательным движением винта, у которого поступательное движение происходит по направлению магнитных силовых линий.*

Зная, от чего зависит сила F, нетрудно определить радиус r окружности, описываемой электроном. Для этого можно воспользоваться выражением для центростремительной силы, известным из механики:

$$F = \frac{mv_0^2}{r}. \qquad (2\text{-}23)$$

Приравняем это выражение значению силы F по формуле (2-22):

$$\frac{mv_0^2}{r} = Hv_0e.$$

Теперь из этого уравнения можно найти радиус r:

$$r = \frac{mv_0}{eH}. \qquad (2\text{-}24)$$

Полученного результата можно было ожидать. Чем больше скорость электрона v_0, тем сильнее он стремится двигаться прямолинейно по инерции, а поэтому радиус искривления траектории будет больше. С другой стороны, с увеличением H растет сила F, искривление траектории возрастает и, следовательно, радиус окружности уменьшается.

Понятно также, почему m стоит в числителе, а e — в знаменателе. Если бы масса m возросла, то усилилось бы стремление электрона лететь по инерции прямолинейно и искривление траектории уменьшилось бы, т. е. r стало бы больше. А увеличение e (конечно, у электрона заряд постоянен, но выведенная формула справедлива для движения в магнитном поле каких угодно частиц с любым зарядом) эквивалентно возрастанию тока. Но чем больше ток, тем больше сила F и тем сильнее искривляется траектория, т. е. радиус r становится меньшим.

Когда электрон выходит за пределы магнитного поля, то дальше он летит по инерции по прямой линии. Если же радиус траектории мал, то может случиться, что электрон будет описывать в магнитном поле окружности.

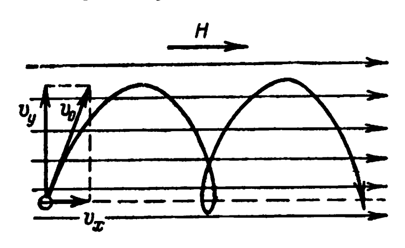


Рис. 2-8. Движение электрона по винтовой линии в магнитном поле.

Рассмотренный случай движения электрона в магнитном поле является основным. Он позволяет легко решить вопрос о взаимодействии электрона с магнитным полем и для более общего случая, когда электрон влетает в магнитное поле под любым углом (рис. 2-8).

Для исследования этого случая удобно выбрать координатную плоскость так, чтобы вектор начальной скорости электрона v_0 лежал в этой плоскости и чтобы ось x совпадала по направлению с вектором H. Сделав это, разложим скорость электрона v_0 на составляющие по осям x и y. Составляющая v_x направлена вдоль оси x. Движение электрона со скоростью v_x эквивалентно току, протекающему вдоль силовых линий поля. Но, как мы знаем, на такой ток магнитное поле не действует; сила F для этого тока равна нулю. Следовательно, скорость v_x не испытывает никаких изменений, так как поле на нее не влияет. Поэтому электрон должен со скоростью v_x прямолинейно и равномерно двигаться вдоль магнитного поля.

Что же касается скорости v_y, то она направлена под прямым углом к силовым линиям и влияние поля на нее должно быть точно таким же, как и в основном случае, рассмотренном на рис. 2-7.

Направление этой скорости непрерывно изменяется без изменения ее величины, т. е. электрон со скоростью v_y должен совершать движение по окружности в плоскости, перпендикулярной магнитным силовым линиям.

Результирующее движение электрона происходит по винтовой линии (часто неправильно говорят „по спирали"). В зависимости от величин составляющих v_x и v_y эта винтовая траектория получается более или менее растянутой. Ее радиус легко определить по формуле (2-24), подставив в нее скорость v_y. А шаг винтовой линии h, т. е. расстояние между двумя соседними витками, составляет $h = v_x T$, где T — время одного оборота электрона. Это время можно выразить как

$$T = \frac{2\pi r}{v_y} = \frac{2\pi m v_y}{v_y e H}. \qquad (2\text{-}25)$$

Сокращая на v_y, получаем:

$$T = \frac{2\pi m}{eH}, \qquad (2\text{-}26)$$

т. е. оказывается, что время T зависит только от напряженности поля. Окончательно можно написать:

$$h = \frac{2\pi m v_x}{eH}. \qquad (2\text{-}27)$$

Следует еще раз подчеркнуть, что магнитное поле может изменять только направление скорости электронов, а величина скорости при этом остается неизменной, в то время как электрическое поле действует и на величину и на направление скорости электронов. Иначе говоря, между электроном и магнитным полем нет никакого энергетического взаимодействия. Таким образом, по сравнению с электрическим полем действие магнитного поля на движущиеся электроны является довольно ограниченным. Именно поэтому магнитное поле применяется для воздействия на электроны значительно реже, нежели электрическое поле.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

3-1. ЭЛЕКТРОНЫ В МЕТАЛЛЕ

Электронной эмиссией принято называть процесс выхода электронов из твердых или жидких тел в окружающий их вакуум или газ. Вылетевшие из того или иного вещества электроны, находящиеся в вакууме или газе, называют свободными.

Для того чтобы изучить процесс получения свободных электронов, надо прежде всего вспомнить некоторые известные из физики сведения о самих электронах. Так как в большинстве электронных приборов используется явление электронной эмиссии из металлов, то мы вначале рассмотрим состояние электронов именно в металлических проводниках.

В твердых проводниках (металлах) электроны внешних оболочек атомов, или так называемые валентные электроны, совершают беспорядочное движение, переходя от одних атомов к другим. Их можно уподобить некоторому «электронному газу». Электроны, находящиеся в таком состоянии, принято называть полусвободными в отличие от электронов внутренних оболочек атома, которые сильно связаны с ядром и поэтому называются связанными. Понятие об «электронном газе» является в известной степени условным, так как этот «электронный газ» по своим свойствам сильно отличается от обычных газов.

Атомы вещества, лишенные своих внешних электронов, являются ионами и располагаются в каждом веществе вполне определенным образом, образуя пространственную (ионную) решетку. Состояние этой решетки соответствует равновесию всех сил взаимодействия между атомами и минимальному значению общей энергии всех частиц тела. Для изменения ионной решетки нужно затра-

тить определенное количество энергии, подведенной к телу извне.

Современная физика уже довольно хорошо установила энергетические законы поведения электронов в различных веществах. Доказано, что электроны в данном теле не могут обладать произвольными энергиями. Величина энергии каждого электрона может принимать лишь некоторые определенные значения, которые принято называть уровнями энергии (или энергетическими уровнями). Следовательно, энергия электрона может изменяться лишь скачками.

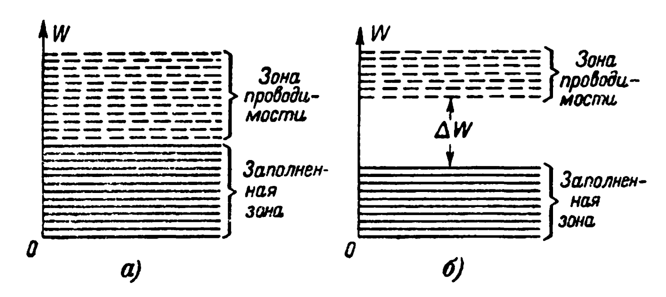


Рис. 3-1. Схема уровней энергии электронов для твердого проводника (*а*) и диэлектрика (*б*).

Электроны, расположенные ближе к ядру, обладают меньшими энергиями, т. е. находятся на более низких энергетических уровнях. Чтобы удалить электроны от ядра, надо преодолеть силу взаимного притяжения между электроном и ядром, т. е. затратить некоторое количество энергии. Отсюда следует, что более удаленные от ядра электроны обладают бо́льшими энергиями, т. е. находятся на более высоких энергетических уровнях.

Если электрон переходит с более высокого энергетического уровня на более низкий, то при этом выделяется определенное количество энергии, называемое квантом (или фотоном). И, наоборот, если атом поглощает 1 квант энергии, то электрон переходит с более низкого энергетического уровня на более высокий. Таким образом, изменение энергии электронов происходит только квантами, т. е. определенными порциями.

Распределение электронов по уровням энергии для различных веществ принято изображать схематически так, как показано на рис. 3-1. Здесь по вертикали отложена вели-

чина энергии W, которой может обладать электрон, а горизонтальными линиями показаны уровни энергии.

Во всех веществах имеются электроны, заполняющие ряд низших энергетических уровней, которые вместе составляют так называемую заполненную зону. Электроны этой зоны не участвуют в явлениях электропроводности. В твердых проводниках (металлах) существует также значительное количество электронов, находящихся на более высоких энергетических уровнях. Это — электроны внешних оболочек атомов, т. е. валентные электроны. Именно они обеспечивают электрическую проводимость металлов. Все эти более высокие энергетические уровни составляют так называемую зону проводимости (или незаполненную зону). На рис. 3-1,*а* показана схема уровней энергии для твердого проводника. Конечно, она является весьма грубой. В действительности число уровней очень велико; они распределены неравномерно и неодинаково для различных веществ.

Иная энергетическая структура, изображенная на рис. 3-1,*б*, характерна для диэлектриков. У них между зоной проводимости и заполненной зоной существует так называемая запретная (или запрещенная) зона, соответствующая таким уровням энергии, которыми электроны не могут обладать. «Протяженность» запретной зоны, т. е. разница между величинами энергий нижнего уровня зоны проводимости и верхнего уровня заполненной зоны (ΔW на рис. 3-1,*б*), составляет обычно несколько электроновольт. Можно считать, что при нормальной температуре у диэлектриков в зоне проводимости электронов нет [1], но при сильном нагревании некоторые электроны заполненной зоны, получая значительную добавочную энергию, переходят в зону проводимости, и тогда диэлектрик приобретает заметную электропроводность. У тех полупроводников, которые представляют собой химически чистые простые вещества без примесей, энергетическая схема подобна изображенной на рис. 3-1,*б*, но только запретная зона у них гораздо меньше, чем у диэлектриков. Величина ΔW составляет лишь доли электроновольта. Поэтому при низких температурах такие вещества являются диэлектриками, но при нормальных температурах часть электронов переходит из заполненной зоны в зону проводимости и получается зна-

---

[1] Практически небольшое количество таких электронов все же есть, и поэтому каждый диэлектрик обладает незначительной проводимостью.

чительная проводимость, возрастающая с температурой. Более подробно о полупроводниках рассказано в гл. 13.

Итак, электроны в металле обладают различными энергиями. Обозначим наибольшую энергию, которой обладают электроны данного металла при температуре абсолютного нуля ($T=0$), через W_0. В соответствии с выводами современной физики распределение всех электронов по величинам энергии можно представить диаграммами, показанными на рис. 3-2. Здесь по горизонтали отложена энергия W, а вертикальные отрезки изображают в определенном масштабе количество электронов N, обладающих данной вели-

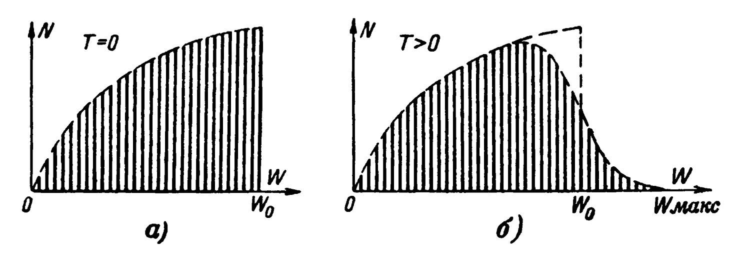


Рис. 3-2. Распределение числа электронов в металле по величинам энергии при температуре абсолютного нуля (*а*) и при более высокой температуре (*б*).

чиной энергии (в действительности число этих отрезков должно быть очень велико). Диаграмма на рис. 3-2,*а* соответствует абсолютному нулю. Она показывает, что число электронов, не имеющих энергии, равно нулю. Чем больше величина энергии, тем больше электронов, обладающих такой энергией. Наибольшее количество электронов имеет максимальную энергию W_0.

Для более высокой температуры распределение электронов иллюстрируется диаграммой на рис. 3-2,*б*. В этом случае небольшая часть электронов имеет уже энергию больше W_0 и соответственно уменьшается число электронов с энергией меньше W_0. При этом максимальное количество электронов обладает некоторой средней энергией, меньшей W_0, а число электронов, имеющих более высокую энергию, постепенно убывает по мере возрастания значения энергии. Чем больше температура, тем выше становится максимальная энергия $W_{макс}$.

3-2. ВЫХОД ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ МЕТАЛЛА

При нормальной температуре электроны не обладают достаточной энергией для выхода из тела. Чтобы получить заметную электронную эмиссию, надо сообщить электронам тем или иным способом добавочную энергию. Отсутствие эмиссии при нормальной температуре объясняется двумя причинами.

Первая из них состоит в том, что электроны, имеющие наибольшую энергию (W_0 и более), при своем беспорядоч-

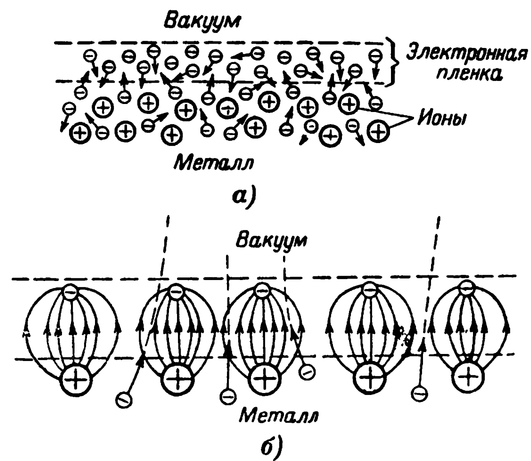


Рис. 3-3. „Электронная пленка" (*а*) и электрическое поле двойного электрического слоя (*б*) на поверхности металла.

ном движении подходят к поверхности металла, но их притягивают к себе обратно положительные ионы пространственной решетки. На поверхности образуется своеобразная «электронная пленка» (рис. 3-3,*а*). Конечно, она не является «застывшей», а находится в состоянии динамического равновесия. Новые электроны все время приходят в эту пленку, а ранее попавшие в нее уходят обратно в глубь металла. Между «электронной пленкой» и положительными ионами существует электрическое поле, которое является тормозящим для электронов, стремящихся выйти из тела (рис. 3-3,*б*). Иногда говорят, что на поверхности металла получается **двойной электрический слой**, имея в виду слой электронов над слоем ионов. Чтобы пройти этот слой, электрон должен иметь энергию больше W_0.

Если некоторое количество электронов вышло в вакуум, то металл будет их притягивать к себе обратно. Это — вторая причина, препятствующая выходу электронов. Она объясняется тем, что металл, лишенный части электронов, заряжается положительно и, следовательно, между ним и вылетевшими электронами возникает электрическое поле. Сила обратного притяжения электрона к металлу быстро убывает при удалении электрона от поверхности металла, и ее можно считать уже равной нулю, если промежуток между электроном и поверхностью металла составляет несколько междуатомных расстояний.

Таким образом, для того чтобы вылететь в вакуум и практически не быть связанным с металлом, электрон должен иметь сверх энергии W_0 еще некоторую энергию, необходимую для совершения работы по преодолению силы обратного притяжения к металлу.

Энергия, которую нужно сообщить для выхода из металла электрону дополнительно к максимальной энергии W_0, имеющейся при температуре абсолютного нуля, называется эффективной работой выхода или просто работой выхода ($W_{вых}$). Полная работа, совершаемая электроном при выходе из металла, равна $W_0 + W_{вых}$. Ее иногда называют полной работой выхода, а величины W_0 и $W_{вых}$ — соответственно внутренней и внешней работой выхода.

Как известно, работа по перемещению электрического заряда, отнесенная к величине самого заряда, равна разности потенциалов, которую проходит заряд. Если работу $W_0 + W_{вых}$ разделить на заряд электрона e, то получится некоторая разность потенциалов. Так как электрон при выходе из металла расходует энергию, то потенциал в вакууме является отрицательным относительно металла. Приняв потенциал металла условно за нулевой, можно написать, что потенциал в вакууме вблизи поверхности металла φ равен:

$$\varphi = \frac{W_0 + W_{вых}}{e} = \frac{W_0}{e} + \frac{W_{вых}}{e} = \varphi_0 + \varphi_{вых}. \qquad (3\text{-}1)$$

Здесь φ_0 — потенциал на границе электронной пленки и вакуума, а $\varphi_{вых}$ — потенциал, соответствующий работе выхода.

На рис. 3-4,*а* показан график изменения потенциала при переходе из металла в вакуум. По вертикали отложен

отрицательный потенциал φ, отсчитываемый от металла, а по горизонтали — расстояние x. Можно сказать, что на границе металла и вакуума имеется „скачок" потенциала или „потенциальный барьер" для электронов. В электронной пленке потенциал повышается в отрицательную сторону на величину φ_0, и далее в вакууме он растет еще дополнительно на величину $\varphi_{вых}$. Полная „высота" этого барьера составляет $\varphi_0 + \varphi_{вых}$. Для преодоления барьера электрон должен иметь энергию $W_0 + W_{вых}$ электроновольт или, иначе говоря, скорость, равную $\varphi_0 + \varphi_{вых}$ *в*.

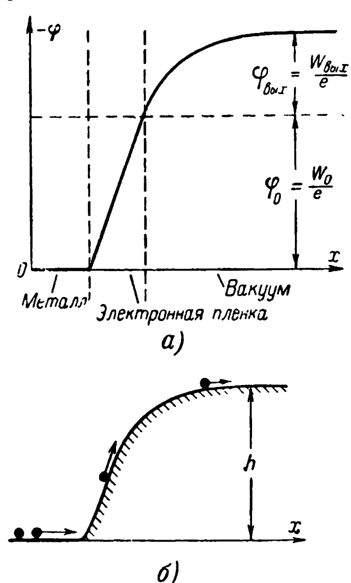


Рис. 3-4. Изменение потенциала („потенциальный барьер") на границе металла и вакуума (*а*) и механическая аналогия потенциального барьера (*б*).

Нередко пользуются наглядной механической моделью выхода электронов. Изображенный на рис. 3-4,*а* потенциальный барьер можно рассматривать как некоторую горку, переходящую в плоскогорие, а электроны заменить шариками, находящимися у подножия (рис. 3-4,*б*). Чтобы эти шарики могли вкатиться на горку, они должны иметь определенную кинетическую энергию, зависящую от высоты h. Если энергия недостаточна для подъема на вершину, то шарики будут скатываться обратно. Для аналогии с движением электронов в вакууме следует считать, что шарики катятся без трения. С целью удобного перехода к такой механической аналогии отрицательный потенциал на рис. 3-4,*а* отложен вверх.

Величина работы выхода различна для разных металлов. Чем она больше, тем труднее получить электронную эмиссию. В табл. 3-1 приведены значения работы выхода для некоторых металлов, применяющихся в электронных приборах. Как видно, работа выхода составляет несколько электроновольт. Теория и опыт показывают, что работа выхода меньше у металлов, имеющих бо́льшие междуатомные расстояния в пространственной решетке. К таким

металлам относятся щелочные и щелочноземельные металлы, как, например, цезий, калий, натрий, барий, стронций. Помимо металлов, иногда для изготовления электродов применяется уголь (графит), у которого работа выхода составляет 4,7 *эв.*

Таблица 3-1

Работа выхода для некоторых металлов

Металл	Химический символ	Работа выхода, *эв*	Металл	Химический символ	Работа выхода, *эв*
Цезий	Cs	1,9	Тантал	Ta	4,2
Калий	K	2,2	Молибден	Mo	4,2
Натрий	Na	2,3	Медь	Cu	4,5
Барий	Ba	2,5	Ртуть	Hg	4,5
Стронций	Sr	2,7	Вольфрам	W	4,5
Кальций	Ca	3,2	Железо	Fe	4,5
Торий	Th	3,4	Никель	Ni	5,2
Алюминий	Al	4,2	Платина	Pt	5,4

Исследование явления электронной эмиссии показало, что наличие на поверхности металла примесей других веществ оказывает значительное влияние на работу выхода. Если на поверхности основного металла будут расположены атомы такого вещества, которое отдает электроны данному металлу, то наблюдается увеличение эмиссии. Примеси к основному металлу, вызывающие увеличение электронной эмиссии, называют **активирующими веществами**. Влияние таких веществ объясняется тем, что их атомы, отдавшие часть своих электронов основному металлу, превращаются в положительные ионы и, располагаясь на поверхности металла, образуют двойной электрический слой (рис. 3-5). Электрическое поле этого слоя является ускоряющим для электронов, стремящихся выйти из металла. Работа выхода уменьшается, и эмиссия электронов получается большей. При этом оказывается, что наименьшая работа выхода соответствует случаю, когда положительные ионы примеси располагаются на поверхности металла одноатомным слоем. Если пленка активирующего вещества имеет бо́льшую толщину, то уменьшение работы выхода не будет таким значительным.

Дополнительное ускоряющее поле, создающееся в двойном электрическом слое между пленкой активирующего вещества и основным металлом, аналогично полю

в плоском конденсаторе, имеющем обкладки в виде металлических сеток (решеток). В подобном конденсаторе поле практически существует только между обкладками, и если через отверстие отрицательно заряженной обкладки в это поле попадет электрон, то он получит дополнительную энергию от поля и с увеличенной скоростью вылетит через отверстие положительно заряженной обкладки.

В качестве примера существенного понижения работы выхода с помощью активирующего вещества можно привести покрытие вольфрама одноатомной пленкой металла тория. В этом случае работа выхода понижается до 2,6 *эв*.

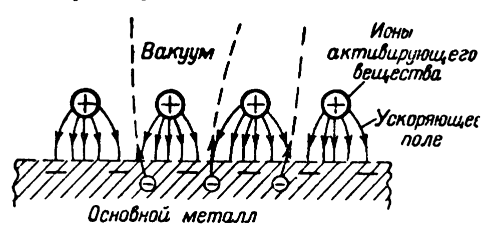


Рис. 3-5. Электрическое поле между металлом и положительными ионами активирующего вещества.

Характерно, что более высокое значение работы выхода имеет не только основной металл вольфрам, но и сам активирующий металл торий.

Однако имеются вещества, атомы которых при соприкосновении с основным металлом отбирают у последнего электроны и превращаются в отрицательные ионы. Слой таких атомов на поверхности металла, очевидно, будет препятствовать электронной эмиссии. Между отрицательно заряженными атомами примесного вещества и основным металлом возникнет тормозящее поле для эмиттируемых электронов, и работа выхода возрастет. Такой случай, например, наблюдается, если на поверхности вольфрама располагаются атомы кислорода. Работа выхода при этом возрастает до 9,2 *эв*. Принято говорить, что металл понижает эмиссионную способность вследствие «отравления» кислородом.

В электронных приборах эмиссия электронов получается обычно с электрода, называемого катодом или эмиттером. При устройстве катодов очень часто создают на поверхности основного металла активирующие пленки, уменьшающие работу выхода. И, наоборот, принима-

ют меры к тому, чтобы поверхность катода не «отравлялась» атомами кислорода.

Чрезвычайно интересным является уменьшение работы выхода электронов из металлов путем покрытия их поверхностей слоями окислов щелочных и щелочноземельных металлов. В этом случае можно получить еще меньшие значения работы выхода, нежели с помощью одноатомных активирующих пленок. В табл. 3-2 указаны для тех и других случаев величины $W_{вых}$ при применении наиболее распространенных активирующих веществ.

Таблица 3-2

Работа выхода для активированных поверхностей металлов

Тип эмиттера	Работа выхода, *эв*
Торий на вольфраме	2,6
Барий „ „	1,4÷1,6
Цезий „ „	0,7÷1,3
Окись бария на вольфраме	1,0÷1,2
Окиси бария и стронция на никеле	0,9÷1,1

Оксидные слои на поверхности металлов являются полупроводниками. Происходящие в них процессы весьма сложны и недостаточно изучены. Законченной единой теории электронной эмиссии из оксидных покрытий пока еще не существует. Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что в данном случае значительное уменьшение работы выхода объясняется не только влиянием одноатомной пленки положительных ионов, но и некоторыми явлениями в глубине оксидного слоя.

В дальнейшем мы рассмотрим более подробно особенности электронной эмиссии оксидных катодов.

Дополнительная энергия, необходимая для совершения работы выхода, может быть сообщена электронам разными способами, и соответственно этому существуют следующие виды электронной эмиссии:

1. Термоэлектронная эмиссия, получаемая за счет теплового состояния (температуры) тела.

2. Электростатическая электронная эмиссия (иначе называемая автоэлектронной или холодной), обусловленная наличием у поверхности тела сильного электрического поля, ускоряющего выходящие электроны.

3. Вторичная электронная эмиссия, возникающая под ударами электронов о поверхность тела.

4. Электронная эмиссия под ударами тяжелых частиц (например, ионов).

5. Фотоэлектронная эмиссия, обусловленная действием лучистой энергии, поглощенной телом.

В данной главе рассматриваются первые четыре вида эмиссии.

Следует упомянуть о том, что, помимо электронной эмиссии, существует также ионная эмиссия. Однако она пока не получила практического применения в каких-либо технических приборах, и поэтому мы ее не рассматриваем.

3-3. ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Электронная эмиссия, получаемая за счет повышения температуры электрода, имеет особенно широкое применение во многих электронных приборах. С повышением температуры энергия полусвободных электронов, имеющихся в проводнике или полупроводнике, растет (см. рис. 3-2) и может оказаться достаточной для совершения работы выхода. Если вылетевшие электроны не будут отводиться от эмиттирующей поверхности внешним ускоряющим полем, то около этой поверхности образуется скопление электронов, часто называемое «электронным облачком» и проявляющее свойства электронного газа. В таком облачке электроны имеют различные скорости, причем некоторой средней скоростью обладает наибольшее количество электронов (рис. 3-6). Величина этой средней скорости обычно составляет десятые доли вольта (например, 0,46 *в* при эмиссии из вольфрама, нагретого до температуры 2 700° К).

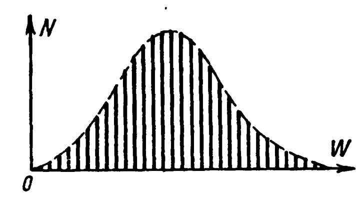


Рис. 3-6. Распределение количества вылетевших из проводника или полупроводника электронов по величинам их энергии.

Электронное облачко находится в состоянии динамического равновесия. Новые электроны вылетают из нагретого тела, а ранее вылетевшие падают обратно. Явление термоэлектронной эмиссии весьма напоминает испарение жидкости в замкнутом сосуде. Как известно, над такой жидкостью находится насыщенный пар, в котором молеку-

лы имеют различные скорости, причем некоторой средней скоростью обладает наибольшее количество молекул. Насыщенный пар также находится в состоянии динамического равновесия: одни молекулы возвращаются из пара в жидкость, а другие молекулы, получившие при нагреве достаточную энергию, вылетают из жидкости.

Сходство между явлениями термоэлектронной эмиссии и испарения облегчило установление основных законов этого вида эмиссии. Многие ученые (Ричардсон, Дешмэн, Волынкин и др.) исследовали термоэлектронную эмиссию и предложили ряд формул для расчета удельной электронной эмиссии в зависимости от температуры и вещества эмиттера.

Удельной электронной эмиссией j_e *называется ток, который можно получить с одного квадратного сантиметра поверхности, если полностью отводить все эмиттированные электроны.* Иначе говоря, удельная эмиссия характеризует полное число электронов, испускаемых каждую секунду с поверхности в 1 *см*^{2}. Обычно удельная эмиссия выражается в амперах на квадратный сантиметр (*а/см*^{2}). Следует подчеркнуть, что удельная эмиссия представляет собой плотность эмиссионного тока лишь в случае, когда все эмиттированные электроны удаляются внешним полем. Если же внешнего поля нет и все электроны возвращаются обратно, то плотность тока равна нулю. Очевидно, возможны и промежуточные случаи, когда возвращается часть электронов и, следовательно, плотность эмиссионного тока меньше величины удельной эмиссии. Все это относится и к величине полной эмиссии I_e, которая связана с удельной эмиссией равенством

$$I_e = j_e Q_к, \tag{3-2}$$

где $Q_к$ — поверхность катода (эмиттера).

Для расчета удельной термоэлектронной эмиссии наиболее часто пользуются формулой Ричардсона-Дешмэна:

$$j_e = AT^2 \varepsilon^{-\frac{b_0}{T}}. \tag{3-3}$$

В ней A — постоянный коэффициент, который определен экспериментально для различных веществ; он связан с электропроводностью вещества и его структурой; T — абсолютная температура; $\varepsilon = 2{,}71$ — основание натуральных логарифмов; b_0 — постоянная величина, различная для

разных веществ и зависящая от работы выхода. Значения постоянных A и b_0 для некоторых эмиттеров приведены в табл. 3-3.

Таблица 3-3

Постоянные термоэлектронной эмиссии

Эмиттер	A	b_0
Вольфрам	60	52 400
Молибден	55	48 100
Тантал	60	47 500
Торий	70	39 200
Барий	60	24 500
Цезий	162	21 000
Торий на вольфраме	3	30 500
Окись бария на вольфраме	$(0,2\div20)10^{-3}$	11 200
„ „ и стронция на никеле	$2,6\cdot10^{-3}$	9 350
Барий на вольфраме	1,5	18 100

Следует заметить, что величины A и b_0 сильно зависят от наличия в веществе различных примесей, от структуры и состояния поверхности. Так как эти факторы точно учесть трудно, то при практических расчетах по формуле (3-3) неизбежно получаются значительные погрешности.

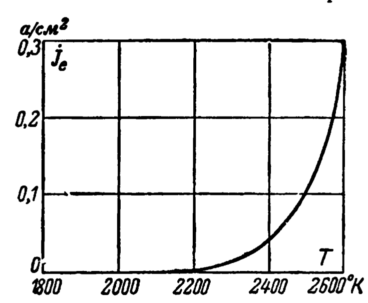


Рис. 3-7 График зависимости удельной термоэлектронной эмиссии от температуры (для вольфрама).

Формула (3-3) показывает, что с повышением температуры эмиссия возрастает, так как увеличиваются множители T^2 и $\varepsilon^{-\frac{b_0}{T}}$. Оказывается, что главную роль играет именно последний множитель. С увеличением температуры показатель степени $-\frac{b_0}{T}$ уменьшается по абсолютной величине и множитель $\varepsilon^{-\frac{b_0}{T}}$ растет. При сравнительно небольших температурах этот множитель представляет собой весьма малую дробь и величина эмиссии практически равна нулю. Но при достаточно высокой температуре эмиссия становится заметной и с увеличением T растет все быстрее и быстрее.

Зависимость j_e от T в соответствии с формулой (3-3) наглядно изображается графиком, показанным на рис. 3-7. В качестве примера он дан для вольфрама. Как видно, до температуры порядка 2 000° К эмиссии практически нет, а при нормальной рабочей температуре вольфрамового катода 2 500—2 600° К даже небольшое повышение температуры вызывает резкое возрастание эмиссии.

Так как катоды, дающие термоэлектронную эмиссию, имеют особенно большое применение в электронных приборах, то они подробно рассматриваются в гл. 4.

3-4. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Эмиссия электронов под действием у поверхности тела сильного электрического поля называется **электростатической эмиссией**. Иногда также встречаются названия **холодная** или **автоэлектронная** эмиссия, но их нельзя считать удачными, так как все виды эмиссии, кроме термоэлектронной, можно причислить к «холодным», а термин «автоэлектронная эмиссия» может навести на мысль, что в этом случае электроны испускаются автоматически, самопроизвольно.

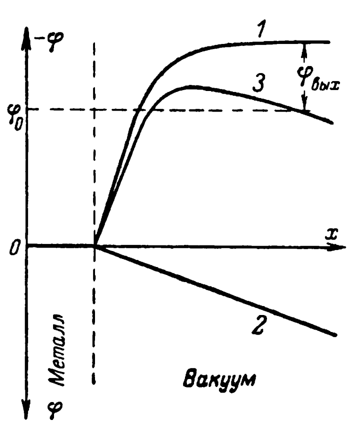


Рис. 3-8. Влияние внешнего ускоряющего поля на потенциальный барьер у поверхности металла.

1 — изменение потенциала при отсутствии внешнего поля; *2* — изменение потенциала внешнего поля; *3* — потенциальный барьер при наличии внешнего поля.

Вырывание электронов из металлов происходит только с помощью сильных электрических полей с напряженностью порядка 10^5—10^6 *в/см* и более. Влияние внешнего электрического поля сводится к понижению потенциального барьера около поверхности металла. Это показывает рис. 3-8, на котором кривая *1* изображает распределение потенциала на границе металл—вакуум при отсутствии внешнего поля, а кривая *2* показывает изменение потенциала внешнего ускоряющего поля. Кривая *3* для результирующего потенциала наглядно показывает, что высота потенциального барьера уменьшилась. Иначе говоря, стала меньше работа выхода. Если поле достаточно сильное, то потенци-

альный барьер понижается настолько, что электроны выходят в вакуум при нормальной температуре.

Электростатическая эмиссия в большой степени зависит от состояния поверхности. В случае шероховатой поверхности эмиссия возрастает, что объясняется концентрацией поля у микроскопических выступов, имеющихся на такой поверхности. Около этих выступов напряженность поля может быть в несколько раз большей, нежели на удалении от поверхности.

При наличии на поверхности металла активирующих покрытий электростатическая эмиссия также увеличивается. Больше всего это наблюдается у оксидных слоев. Помимо уменьшения работы выхода, свойственного оксидному слою, здесь играют роль проникновение внешнего поля на некоторую глубину в полупроводниковый оксидный слой и значительная шероховатость поверхности оксида.

Важное применение электростатическая эмиссия имеет в ионных приборах с жидким ртутным катодом. В них она является основным видом эмиссии, обеспечивающим прохождение тока.

Во многих электронных приборах с накаленным катодом наблюдается значительное увеличение термоэлектронной эмиссии под влиянием внешнего ускоряющего поля. Это особенно относится к активированным катодам, в частности к оксидным, у которых увеличение эмиссии может быть на десятки и даже сотни процентов. Такое явление по имени впервые его исследовавшего немецкого ученого называют *эффектом Шоттки*. Можно сказать, что в данном случае происходит своеобразное сочетание термоэлектронной эмиссии и электростатической. Однако оно не представляет собой простое сложение этих двух видов эмиссии. Дело в том, что эффект Шоттки наблюдается при сравнительно слабых полях. Если бы катод не был накален, то электростатическая эмиссия совсем отсутствовала бы. А при высокой температуре и наличии внешнего поля, понижающего потенциальный барьер, в вакуум выходят дополнительно многие электроны, которые при отсутствии поля или более слабом поле вообще не могли бы выйти.

Следовательно, эффект Шоттки можно рассматривать не только как увеличение термоэлектронной эмиссии под действием внешнего поля, но и как получение благодаря нагреву эмиттера дополнительной электростатической эмиссии под действием сравнительно слабого ускоряющего поля.

При усилении внешнего поля эффект Шоттки резко возрастает. Это особенно заметно у оксидных катодов. Под кратковременным действием сильного поля из накаленных оксидных и других активированных катодов удается получать очень большую эмиссию. Такая эмиссия в виде кратковременных импульсов тока широко применяется во многих современных электронных и ионных приборах.

3-5. ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Вторичная электронная эмиссия, обусловленная ударами электронов о поверхность тела, часто встречается в различных электронных приборах. Иногда она используется в качестве основного полезного процесса, например в фотоэлектронных умножителях, а в других случаях выступает как вредное явление, с которым приходится бороться.

Электроны, ударяющие в поверхность тела, называются **первичными**. Выбитые ударами первичных электронов новые электроны называются **вторичными**. Процесс вторичной эмиссии состоит в том, что первичные электроны проникают на некоторую глубину в поверхностный слой тела и отдают свою энергию встречающимся электронам, имеющимся в данном веществе. Некоторые из этих электронов, получив от первичного электрона значительную энергию, могут выйти из тела.

Вторичная эмиссия обычно возникает при скорости первичных электронов 10—15 *в* и выше. Если скорость первичных электронов достаточно велика, то каждый из них может вызвать выход нескольких вторичных электронов. При этом, очевидно, суммарная энергия этих вторичных электронов всегда меньше энергии первичного электрона, так как часть его энергии передается электронам, не выходящим из тела.

Явление вторичной эмиссии принято характеризовать **коэффициентом вторичной эмиссии** σ. Он представляет собой отношение числа выбитых вторичных электронов n_2 к числу первичных электронов n_1, или, иначе говоря, отношение тока вторичных электронов i_2 к току первичных электронов i_1:

$$\sigma = \frac{n_2}{n_1} = \frac{i_2}{i_1}. \qquad (3\text{-}4)$$

Коэффициент вторичной эмиссии в разных случаях может иметь значения как меньшие, так и бо́льшие 1. Он за-

висит от вещества тела, дающего эмиссию, структуры его поверхности, скорости первичных электронов, угла их падения, а также от некоторых других факторов.

Для чистых металлов максимальная величина σ бывает примерно в пределах 0,5—1,8. При наличии на поверхности металла активирующих покрытий или атомов газов вторичная эмиссия возрастет и σ в этом случае доходит до 10 и более.

В последнее время для получения интенсивной вторичной эмиссии в специальных электронных приборах стали применять сплавы, составленные из различных металлов, например магния с серебром, алюминием, медью, бериллия с медью и др. Для таких сплавов значение σ может быть в пределах 2—12 и даже больше. Их особенностью является более высокая устойчивость эмиссии, нежели у других веществ.

Вторичная эмиссия наблюдается также у полупроводников и диэлектриков. Большой интерес представляет сверхвысокая вторичная эмиссия, получаемая с металлов, покрытых очень тонкой пленкой полупроводника или диэлектрика. В таких экспериментах удавалось получать значения σ порядка сотен и даже тысяч. Однако практического использования это явление пока не получило.

Следует заметить, что прямой зависимости между коэффициентом вторичной эмиссии и работой выхода нет. Это свидетельствует о том, что главную роль в явлении вторичной эмиссии играет не совершение работы выхода вторичными электронами, а процесс получения ими достаточно большой энергии от первичных электронов и возможность продвижения электронов изнутри к поверхности без значительных потерь энергии. Но эти процессы совершаются в глубине поверхностного слоя вещества и зависят от его атомно-молекулярной структуры, т. е. непосредственно не связаны с факторами, влияющими на величину работы выхода.

Влияние скорости первичных электронов на величину σ показывает рис. 3-9. На нем дана зависимость σ от скорости первичных электронов U_1, выраженной в вольтах. Как видно, при малых значениях U_1 вторичной эмиссии нет. Затем она появляется, и величина σ повышается с ростом U_1, доходя до некоторого максимума, после чего она постепенно уменьшается. Кривая *1* дана для чистого металла, а кривая *2* — для металла с активирующим покрытием. Максимум вторичной эмиссии достигается обычно при зна-

чениях U_1 порядка сотен вольт и не бывает резко выраженным.

Понижение σ при более высоких значениях U_1 можно объяснить тем, что первичные электроны в этом случае очень быстро проникают более глубоко в данное вещество и передают свою энергию электронам, находящимся дальше от поверхности. А эти электроны в свою очередь передают полученную энергию другим электронам и не могут дойти до поверхности, сохранив энергию, необходимую для выхода. В качестве аналогии можно привести следующий пример. Камень, падающий в воду с небольшой скоростью, вызывает сильное разбрызгивание поверхностного слоя воды, но тот же камень при большой скорости падения быстро входит в воду, почти не создавая брызг.

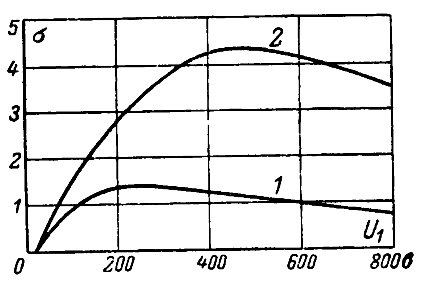


Рис. 3-9. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от скорости первичных электронов для чистого металла (1) и металла с активирующим покрытием (2).

В табл. 3-4 приведены для некоторых веществ значения максимального коэффициента вторичной эмиссии $\sigma_{макс}$ и соответствующей ему скорости первичных электронов U_1.

Исследования показали, что вторичная эмиссия для чистых металлов почти не зависит от температуры, но для активированных катодов и полупроводников с повышением температуры вторичная эмиссия заметно возрастает. Для полупроводников это легко объясняется увеличением в них числа полусвободных электронов при нагревании.

Значительное влияние на вторичную эмиссию оказывает наличие у поверхности тела электрического поля, ускоряющего вторичные электроны. В этом случае, очевидно, наблюдается сочетание вторичной эмиссии с электростатической, подобное тому, как в эффекте Шоттки взаимодействуют термоэлектронная эмиссия и электростатическая. Влияние электрического поля на вторичную эмиссию особенно сильно проявляется для активированных катодов с оксидным покрытием и для полупроводников, так как поле частично проникает в глубь полупроводника.

Зависимость вторичной эмиссии от угла падения α пер-

Таблица 3-4

Коэффициент вторичной эмиссии некоторых веществ

Вещество	$\sigma_{макс}$	U_1, в
Алюминий	0,97	300
Железо	1,32	400
Никель	1,27	500
Медь	1,29	600
Серебро	1,5	800
Цезий	0,72	400
Тантал	1,53	600
Вольфрам	1,43	700
Ртуть	1,75	700
Сплав меди с бериллием	6—12	500—700
" " " алюминием	4,5	300
" алюминия с магнием	8,5	800
" никеля с бериллием	12	700
Закись меди	1,2—1,25	500
Слюда	2,4—3	400
Стекло	3,1	340

вичных электронов состоит в том, что при увеличении этого угла коэффициент вторичной эмиссии возрастает. Это легко можно понять из рассмотрения рис. 3-10. Первичный электрон *Б*, влетающий под углом α_1, бóльшим, чем угол падения α электрона *А*, проникает на меньшую глубину ($h_1<h$) и отдает свою энергию электронам, которым легче выйти из тела, так как они находятся ближе к поверхности. Наименьшая вторичная эмиссия получается при $\alpha=0$.

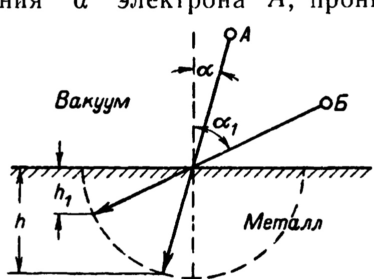


Рис. 3-10. Проникновение в металл первичного электрона при различных углах его падения.

Вторичные электроны вылетают в различных направлениях и с различными скоростями. Если они не отводятся ускоряющим полем, то около поверхности тела образуется электронное облачко. Скорости вторичных электронов значительно выше, нежели у термоэлектронов. На рис. 3-11 показана для некоторого металла диаграмма распределения числа вторичных электронов *N* по их скоростям *U*, выраженным в вольтах, для случая, когда скорость первичных

электронов составляет $U_1 = 150$ *в*. Конечно, на этой диаграмме количество вертикальных отрезков, изображающих число электронов, обладающих различными скоростями, должно быть очень велико.

Из диаграммы видно, что большинство вторичных электронов вылетает со скоростью в пределах примерно 0—50 *в*, причем особенно много электронов со скоростями порядка 10 *в*. Число электронов с бóльшими скоростями невелико. Однако имеется заметное количество вторичных электронов со скоростью, примерно равной скорости первичных электронов. Принято считать, что это отраженные первичные электроны. Но вполне возможно, что в действи-

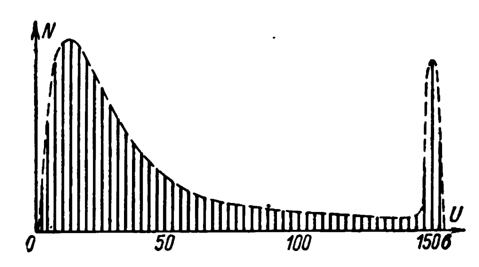


Рис. 3-11. Распределение количества вторичных электронов по величинам их скоростей.

тельности некоторые первичные электроны передают свою энергию полностью вторичным электронам, находившимся непосредственно на поверхности. Такие электроны при благоприятных условиях могут вылетать без потерь энергии, т. е. со скоростью U_1.

При увеличении скорости первичных электронов наблюдается возрастание числа вторичных электронов с малыми скоростями. Это хорошо согласуется с тем, что первичные электроны в данном случае проникают глубже и возникающие вторичные электроны, выходя к поверхности, теряют больше энергии. Следует отметить, что для активированных катодов, полупроводников и диэлектриков распределение вторичных электронов по скоростям может значительно отличаться от показанного на рис. 3-11.

Практически применение вторичной эмиссии затруднялось тем, что явление это не было достаточно устойчивым. Наблюдались кратковременные и более длительные изменения эмиссионной способности, обусловленные различными причинами, устранить которые не удавалось. В последнее

время разработаны устойчиво работающие вторичноэлектронные катоды, в частности сделанные из упоминавшихся выше сплавов металлов, и поэтому стало возможным создание более совершенных электровакуумных приборов со вторичной эмиссией.

3-6. ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ПОД УДАРАМИ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ[1]

Электронная эмиссия под влиянием бомбардировки тяжелыми частицами имеет сходство со вторичной эмиссией, но их не следует смешивать.

В большинстве случаев испускание электронов происходит от бомбардировки тела ионами. Для характеристики такой эмиссии служит **коэффициент выбивания электронов** δ, равный отношению числа выбитых электронов n_e к числу ударивших за то время ионов n_i:

$$\delta = \frac{n_e}{n_i}. \qquad (3\text{-}5)$$

Величина δ зависит от вещества бомбардируемого тела и бомбардирующих ионов, энергии этих ионов, состояния бомбардируемой поверхности, наличия на ней активирующих покрытий, угла падения ионов и некоторых других факторов.

Обычно величина δ значительно меньше 1, но для полупроводниковых или диэлектрических тонких слоев наблюдались значения $\delta > 1$. Коэффициент выбивания при увеличении энергии бомбардирующих ионов сначала растет, но затем уменьшается. Наименьшее значение энергии ионов, необходимое для выбивания электронов, составляет десятки электроновольт. При наличии на поверхности тела активирующих покрытий или атомов газов величина δ возрастает. Скорости основной части выбитых электронов находятся в пределах от долей вольта до 1—3 *в*, но встречается также небольшое количество электронов со скоростями порядка десятков вольт.

Испускание электронов под влиянием ионной бомбардировки является основным видом эмиссии в ионных приборах с тлеющим разрядом, например в стабилитронах, неоновых лампах и т. д. (см. гл. 10), а также встречается в качестве побочного процесса и в других электровакуумных приборах.

[1] Было бы удобно в данном случае применить название «ударная электронная эмиссия».

3-7. ФЛУКТУАЦИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Электрические токи, получаемые с помощью электронной эмиссии, во многих случаях подвергаются усилению в большое число раз, причем само усиление производится с помощью тех или иных электронных приборов, в которых основным процессом является опять-таки электронная эмиссия. Было обнаружено, что усиленные токи всегда беспорядочно изменяются на небольшую величину. Подробные исследования показали, что такие изменения присущи самому явлению электронной эмиссии.

Беспорядочные (хаотические) изменения электрического тока или напряжения объясняются главным образом атомистической природой вещества и электрического заряда и носят общее название электрических флуктуаций. При большом усилении каких-либо сигналов и приеме их на телефон или громкоговоритель электрические флуктуации проявляются в виде непрерывного шороха, шипения, треска.

В процессе электронной эмиссии наблюдается несколько явлений, вызывающих флуктуации. Во-первых, число электронов, выходящих с поверхности катода за одинаковые малые промежутки времени, не является строго постоянным, а несколько меняется. Поэтому эмиссионный ток совершает небольшие беспорядочные колебания, т. е. имеет флуктуации даже при неизменном состоянии эмиттирующей поверхности. Подобное явление называется дробовым эффектом. Иногда в литературе можно встретить названия шрот-эффект или шотт-эффект.

Кроме того, эмиссионные свойства микроскопических участков поверхности катода подвержены небольшим, но быстрым изменениям, что приводит к дополнительным флуктуациям электронной эмиссии. Такой процесс получил название поверхностного флуктуационного эффекта. Встречаются также названия мерцание катода и фликкер-эффект[1].

С явлением эмиссии связан еще тепловой флуктуационный эффект (иначе джонсон-эффект). Он состоит в том, что электроны, вылетевшие из катода, имеют различные тепловые скорости. Таким образом,

---

[1] Следует отметить, что поверхностный флуктуационный эффект совершается с довольно низкой (звуковой) частотой, в то время как другие виды флуктуаций эмиссии имеют очень широкий диапазон частот.

в электронном облачке, возникающем около поверхности катода, всегда существуют электрические флуктуации за счет беспорядочного теплового движения электронов.

Указанные выше флуктуационные эффекты наблюдаются у всех видов электронной эмиссии, но не в одинаковой степени. Они сильнее выражены в случае термоэлектронной эмиссии и, в частности, у активированных катодов. Поверхностный флуктуационный эффект особенно резко проявляется у оксидных катодов.

Флуктуации электронной эмиссии, как правило, следует считать вредным процессом, так как они создают помехи при усилении слабых сигналов. Имеется только одно их полезное использование в так называемых *шумовых лампах*, служащих для генерирования беспорядочных колебаний.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ДВУХЭЛЕКТРОДНЫЕ ЛАМПЫ

4-1. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП РАБОТЫ ДИОДА

Основным и почти единственным назначением двухэлектродной электронной лампы, называемой диодом, является выпрямление переменного тока. Изредка встречаются и некоторые другие случаи использования диодов, например генерирование шумов, т. е. беспорядочно меняющихся токов и напряжений.

Диод представляет собой стеклянный или металлический баллон с вакуумом, в котором находятся два металлических электрода. Одним электродом является накаленный катод, служащий для эмиссии электронов. Второй электрод — анод — служит для того, чтобы притягивать электроны, испускаемые катодом, и создавать внутри лампы поток свободных электронов, называемый анодным током.

Чтобы анод мог притягивать электроны, он должен быть заряжен положительно относительно катода. Поэтому его и называют анодом.

В пространстве между анодом и катодом образуется электрическое поле, которое при положительном заряде анода является ускоряющим для электронов, испускаемых катодом. Электроны, вылетающие из раскаленного катода, под действием поля движутся к аноду.

Основным свойством диода является его способность проводить ток только в одном направлении. Электроны могут двигаться только от накаленного катода к аноду, но не обратно, и только тогда, когда анод имеет положительный потенциал относительно катода. Если же на аноде отрицательный потенциал относительно катода, то диод «заперт» для тока, т. е. он попросту размыкает цепь. Это объясняется тем, что отрицательно заряженный анод не притягивает, а отталкивает электроны. Сам же анод не

накален и не испускает электронов, которые могли бы притягиваться к положительно заряженному катоду.

Таким образом, диод обладает односторонней проводимостью, т. е. является вентилем. Именно на этом свойстве и основано использование диода для выпрямления переменного тока.

В простейшем случае катод делается в виде металлической нити, накаливаемой током. С ее поверхности вылетают электроны. Такие катоды принято называть катодами прямого или непосредственного накала.

Большое распространение получили также катоды косвенного накала, иначе называемые подо-

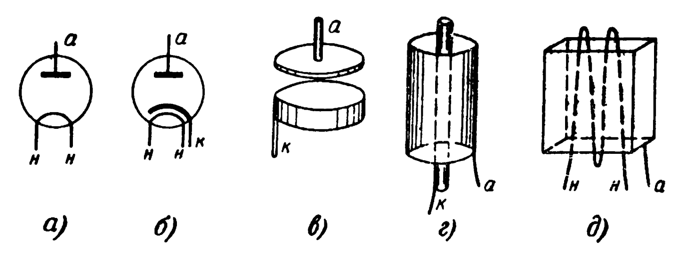


Рис. 4-1. Схематические изображения диодов и основные конструкции электродов диода.

гревными или эквипотенциальными. Эти катоды представляют собой металлический электрод, чаще всего в виде цилиндра (собственно катод), испускающий с поверхности электроны и подогреваемый нитью накала. Последняя располагается внутри цилиндра близко от него, но изолированно. На рис. 4-1,*а* и *б* показаны условные схематические изображения диодов с различными катодами.

Анод может иметь различную форму в зависимости от конструкции катода. Для плоской конструкции (рис. 4-1,*в*) характерны плоские и параллельные рабочие поверхности катода и анода, например в виде дисков. В этом случае катод делается с косвенным накалом. Его рабочая поверхность представляет собой донышко цилиндра, внутри которого находится подогревающая нить.

Довольно часто встречается цилиндрическая конструкция (рис. 4-1,*г*), в которой анод выполняется в виде цилиндра (трубочки), а катод делается прямолинейным. Он располагается вдоль оси анода и может быть прямого или косвенного накала. В прямоугольной конструкции (рис. 4-1,*д*) анод имеет форму коробочки без донышка и

крышки, а катод — либо косвенного накала, либо прямого накала в виде буквы Л или М. Более подробно о катодах и анодах рассказано далее.

Баллон служит для того, чтобы внутри лампы был вакуум, т. е. пространство с высокой степенью разрежения воздуха. Вакуум в лампе необходим прежде всего потому, что накаленная нить при наличии воздуха сгорит, так как ее металл при высокой температуре вступит в химическое соединение с кислородом воздуха. Кроме того, вакуум нужен для того, чтобы молекулы воздуха не мешали свободному полету электронов. Именно для выполнения этого условия вакуум должен быть весьма высоким. Нормально он характеризуется давлением порядка 10^{-6} *мм рт. ст.* Иначе говоря, после откачки остается примерно одна миллиардная доля количества воздуха, бывшего в лампе вначале.

Если вакуум плохой и в лампе осталось заметное количество воздуха, то электроны при своем быстром полете от катода к аноду, налетая на молекулы воздуха, ионизируют их. Из молекул воздуха выбивается часть электронов, и эти молекулы превращаются в положительные ионы. Ионы, отталкиваемые анодом, движутся к катоду и создают так называемый ионный ток, нарушающий нормальную работу электронной лампы. Таким образом, лампа с остатками воздуха («с газом») не может быть полноценной [1].

Получение высокого вакуума представляет собой довольно сложную задачу. Оно затрудняется тем, что металлические электроды на своей поверхности содержат поглощенные газы, которые могут выделиться при работе лампы и ухудшить вакуум. Вначале производят предварительную откачку так называемыми форвакуумными насосами, дающими разрежение до давления порядка 10^{-2} *мм рт. ст.* Затем продолжают откачку специальными высоковакуумными насосами, которые могут работать только при условии, что создан предварительный вакуум. Чтобы изгнать из электродов поглощенные газы, лампу помещают в переменное магнитное поле. Под его влиянием в электродах индуктируются вихревые токи, сильно разогревающие металл, с поверхности которого выделяются газы. Последние откачиваются насосом.

---

[1] Существуют специальные ионные или газовые приборы, в которых используется явление ионизации (см. гл. 10).

Для улучшения вакуума во многие лампы помещают кусочек магния или бария, называемый геттером или поглотителем. При разогреве лампы описанным выше индукционным способом геттер испаряется и после охлаждения лампы оседает главным образом на стекле баллона, покрывая его с внутренней стороны характерным зеркальным налетом (магний) или коричневато-черным (барий). Этот слой мельчайших частичек геттера обладает способностью поглощать остатки воздуха и газы, выделяющиеся из электродов лампы при нагревании их во время работы.

4-2. ЦЕПИ ДИОДА

Рассмотрим цепи диода, а также токи и напряжения в них.

На рис. 4-2 показаны цепи диода с катодом косвенного накала.

Основной цепью диода является анодная цепь, или цепь анода. Она состоит из анодного источника с напряжением E_a и пространства между анодом и катодом внутри лампы. Для обозначения всех величин, относящихся к этой цепи, принята буква «а».

Ток, протекающий в анодной цепи, называется анодным током или током анода и обозначается I_a (или i_a). Анодным током мы будем называть поток электронов, летящих внутри лампы от катода к аноду[1].

Рис. 4-2. Цепи диода.

Как известно, в электротехнике принято условное направление тока от плюса к минусу. При изучении электронных ламп более удобно рассматривать истинное направление движения электронов от минуса к плюсу. Поэтому в дальнейшем мы будем показывать стрелками именно это направление.

Анодный ток является главным током электронной лампы, и поэтому важно твердо знать замкнутую цепь этого тока. Электроны анодного тока движутся внутри лампы от катода к аноду, далее — от анода в направлении

---

[1] При изучении работы электронных ламп на сверхвысоких частотах нам придется расширить представление об анодном токе, но пока является вполне достаточным приведенное определение.

к плюсу анодного источника, внутри последнего — от плюса к минусу и затем — от его минуса к катоду лампы.

В практических схемах для выпрямления переменного тока с помощью диода анодным источником всегда бывает какой-либо источник переменной э. д. с. Но в схемах для изучения основных свойств диода обычно используют анодный источник постоянного тока. Это может быть, например, сухая или аккумуляторная батарея или выпрямитель.

Величина анодного тока в практических схемах с диодами бывает различной. Она составляет малые доли миллиампера в случае самых маломощных диодов, применяемых для детектирования в радиоприемниках или в измерительной аппаратуре. А в более мощных диодах (так называемых кенотронах), работающих в выпрямительных установках для силового питания той или иной аппаратуры, анодный ток доходит до сотен миллиампер и более.

Анодный ток существует только при выполнении двух условий: при достаточном накале катода, необходимом для получения электронной эмиссии, и при наличии положительного потенциала на аноде относительно катода.

Разность потенциалов между анодом и катодом называют анодным напряжением или напряжением на аноде и обозначают $U_а$ или $u_а$. Именно анодное напряжение, если оно положительно, создает между анодом и катодом электрическое поле, движущее электроны от катода к аноду.

Для схемы на рис. 4-2 анодное напряжение $U_а$ равно напряжению анодного источника $E_а$. Однако в практических схемах в анодную цепь обычно включено еще нагрузочное сопротивление, на котором падает часть напряжения анодного источника; поэтому анодное напряжение оказывается меньше $E_а$. Следует всегда различать эти два напряжения. К сожалению, нередко возникают недоразумения и ошибки, оттого что напряжение анодного источника $E_а$ неправильно называют анодным напряжением, т. е. отождествляют эти два совершенно различных напряжения. А ведь они равны только в одном простейшем частном случае, показанном на рис. 4-2, когда зажимы анодного источника непосредственно присоединены к аноду и катоду лампы.

При рассмотрении электронных процессов внутри лам-

пы обычно принимают потенциал катода за нулевой, так как именно от катода электроны начинают свое движение. Катод является «стартом» для «электронного пробега» внутри лампы. Потенциал любого другого электрода, в частности анода, определяют всегда относительно катода. Это удобно потому, что движение внутри лампы электронов, испускаемых катодом, зависит именно от того, каков потенциал того или иного электрода, находящегося на пути электронов, относительно катода. У лампы прямого накала условились за точку нулевого потенциала принимать конец нити, соединенный с минусом источника накала.

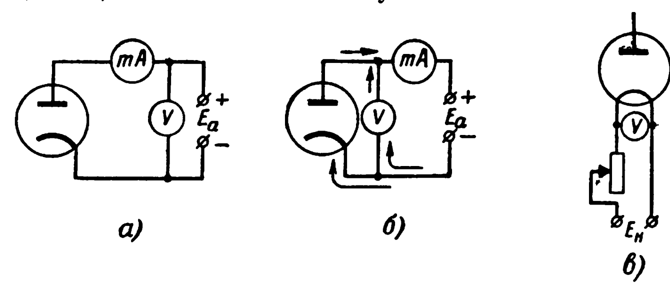


Рис. 4-3. Правильное (*а*) и неправильное (*б*) включения приборов для измерения анодного тока и анодного напряжения; включение вольтметра и реостата в цепь накала (*в*).

Рабочее анодное напряжение у маломощных детекторных диодов имеет величину порядка долей вольта или единиц вольт. У диодов, работающих в выпрямителях средней мощности, оно достигает десятков вольт. В мощных выпрямителях анодное напряжение составляет сотни вольт и более.

Для измерения анодного тока в анодную цепь последовательно включают миллиамперметр, а для измерения анодного напряжения — вольтметр так, как показано на схеме на рис. 4-3,*а*. В этой схеме вольтметр в действительности измеряет не анодное напряжение, а сумму этого напряжения и падения напряжения на миллиамперметре. Но миллиамперметр имеет весьма небольшое сопротивление и падение напряжения на нем составляет малые доли вольта. Поэтому практически можно считать, что вольтметр, включенный по схеме на рис. 4-3,*а*, измеряет именно анодное напряжение. На рис. 4-3,*б* изображена неправильная схема включения измерительных приборов. При такой схеме миллиамперметр будет показывать не один анодный

ток, а сумму этого тока и тока, потребляемого вольтметром. А ток вольтметра может быть одного порядка с анодным током.

Второй цепью диода является цепь накала. В простейшем случае, показанном на рис. 4-2, она состоит из источника накала с напряжением $E_н$ и нити накала лампы. Ток накала, проходящий через нить, обозначают $I_н$, а напряжение накала, т. е. напряжение между концами нити, обозначают $U_н$.

Напряжение накала всегда бывает сравнительно низким, порядка единиц и во всяком случае не более десятков вольт. Ток накала обычно значительно больше анодного тока и у самых маломощных ламп составляет десятки миллиампер. А у ламп большой мощности величина его доходит до десятков и даже сотен ампер.

Простейшая цепь накала, показанная на схеме рис. 4-2, применяется в случае, когда напряжение источника E равно нормальному напряжению накала лампы $U_н$. Если же напряжение источника выше, то в цепь включают реостат накала или постоянное поглотительное сопротивление (а иногда и то и другое). Реостат также применяют в случае, когда необходимо регулировать напряжение накала. Для контроля величины напряжения накала параллельно нити накала включают вольтметр. На рис. 4-3,*в* показана схема такой более сложной цепи накала.

Если лампа имеет катод косвенного накала, то цепь накала может быть совершенно самостоятельной, как это и показано на схеме на рис. 4-2. Во многих случаях отрицательный полюс источника накала соединяют с отрицательным полюсом анодного источника. Тогда от источников питания к лампе могут идти только три провода, а не четыре. Общую точку цепей накала и анода называют **общим минусом** и часто соединяют с металлическим корпусом или землей.

Схемы с электронными лампами можно изображать поразному. На рис. 4-2 были показаны зажимы источников питания. В других случаях эти источники изображают в виде батарей (рис. 4-4,*а*). Цепь накала для упрощения часто полностью не показывают, а от нити выводят только два проводника со стрелками (рис. 4-4,*б*). Иногда даже нить не показывают (рис. 4-4,*в*), причем вывод катода соединяют с корпусом (общим минусом) и показывают только один плюсовый зажим анодного источника, имея

в виду, что его отрицательный полюс включен на корпус (рис. 4-4,г). Во всех таких схемах, конечно, подразумевается, что цепь накала есть, но так как она не имеет никаких особенностей, то ее для упрощения не изображают. В дальнейшем мы также будем часто приводить упрощенные схемы без цепи накала.

Следует отметить, что хотя цепь накала необходима для современных электронных ламп, но все же она является вспомогательной в отличие от анодной цепи. Принципиально можно было бы сконструировать лампу без цепи накала, имеющую катод, подогреваемый какой-либо горелкой. Однако неудобства, возникающие при этом, очевидны. Накаливание катода электрическим током является исключительно удобным и применяется во всех лампах, работающих на принципе использования термоэлектронной эмиссии.

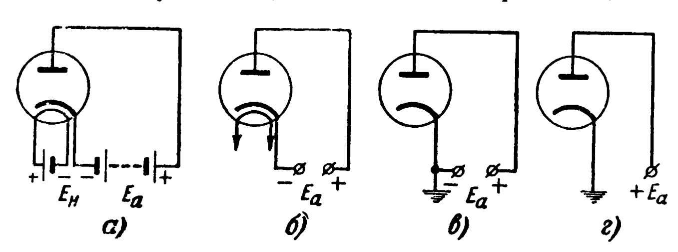


Рис. 4-4. Различные способы изображения схем включения диода.

При применении нескольких ламп, питаемых от одного источника накала, их нити соединяют параллельно, если напряжение источника примерно равно нормальному напряжению накала или несколько превышает последнее (рис. 4-5,*а*). Конечно, параллельное соединение нитей допустимо только для ламп, рассчитанных на одно и то же напряжение накала.

Если источник накала дает значительно бóльшее напряжение, то нити накала соединяют последовательно (при одинаковом токе накала отдельных ламп) или смешанно (рис. 4-5,*б* и *в*).

В случае необходимости для поглощения излишнего напряжения в общую цепь накала или последовательно с нитью той или иной лампы включают некоторое гасящее сопротивление (рис. 4-5,*г*).

Если последовательно приходится соединять нити ламп

с различными нормальными токами накала, то параллельно нитям ламп с меньшим током накала присоединяют сопротивления, пропускающие излишек тока (рис. 4-5,*д*).

Некоторые особенности имеет соединение цепей накала и анода у ламп с катодом прямого накала. В этом случае обе цепи уже не могут быть изолированы друг от друга, так как сама нить является катодом. Обычно минус анодного источника соединяют с минусом источника накала и эту точку „общего минуса" заземляют. Получается схема, изображенная на рис. 4-6. При этом цепь накала входит в состав анодной цепи, так как анодный ток проходит по проводам цепи накала. В точке „общего минуса" анодный ток $I_а$ разветвляется на два тока: $I'_а$ и $I''_а$, которые проходят по цепи накала, как показано на схеме на рис. 4-6. Иногда неправильно считают, что анодный ток делится на две равные части. Однако это возможно только при равенстве сопротивлений ветвей. Но в схеме на рис. 4-6 ток $I'_а$ идет по проводу с малым сопротивлением, а ток $I''_а$ преодолевает внутреннее сопротивление источника накала и сопротивление реостата. Кроме того, ему противодействует э. д. с. источника накала. Очевидно, что ток $I''_а$ меньше $I'_а$.

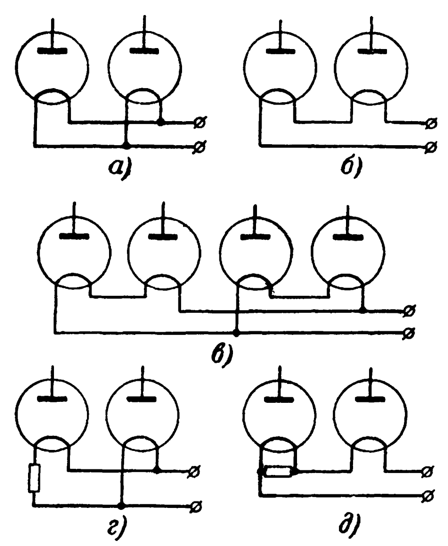


Рис. 4-5. Соединение нитей накала нескольких ламп.

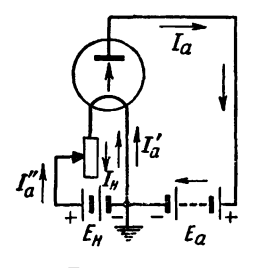


Рис. 4-6. Токи в цепях диода с катодом прямого накала.

Нетрудно видеть, что $I'_а$ складывается с током накала $I_н$, а ток $I''_а$ вычитается из тока $I_н$. Таким образом, конец

нити, соединенный с отрицательным полюсом источника накала, накаливается током $I'_н = I_н + I'_а$, а другой конец нити накаливается меньшим током $I''_н = I_н - I''_а$. Перекал одного конца нити приводит к некоторому сокращению срока ее службы. Для ламп малой и средней мощности с этим явлением обычно не считаются. У мощных ламп с катодом прямого накала для равномерного снашивания обоих концов нити питают накал переменным током, а при постоянном токе периодически меняют полюсы источника накала.

4-3. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДИОДЕ

Рассмотрим диод с плоскими электродами, расположенными параллельно (рис. 4-7). Анодное напряжение создает в пространстве между анодом и катодом электрическое поле. Если катод не дает электронной эмиссии или испускает ничтожно малое количество электронов, то поле будет равномерным. Законы движения одиночного электрона в таком поле были изучены в гл. 2.

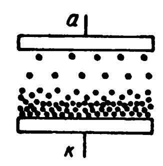


Рис. 4-7. Объемный электронный заряд в диоде.

В реальном диоде катод испускает большое количество электронов, которые заполняют пространство между анодом и катодом, но неравномерно. Как будет показано далее, наибольшее количество электронов находится вблизи катода. Принято говорить, что около катода образуется электронное облачко (рис. 4-7).

Все электроны, находящиеся в пространстве анод — катод, создают так называемый объемный (или пространственный) заряд. Так как объемный заряд отрицателен, то он оказывает тормозящее влияние на электроны, испускаемые катодом. Каждый электрон, вылетающий из катода, находится под действием двух сил. Ускоряющее поле, созданное положительным анодным напряжением, стремится двигать электрон к аноду. Этому противодействует тормозящее поле, созданное отрицательным объемным зарядом. Оно стремится остановить электрон и вернуть его на катод.

Иначе говоря, электрон, находящийся вблизи катода, отталкивается обратно на катод всеми теми электронами, которые вылетели ранее и находятся дальше от катода.

Вследствие образования объемного заряда электриче-

ское поле между анодом и катодом будет не равномерным, а значительно более сложным. Оно представляет собой некоторое результирующее поле, полученное от сложения двух полей: равномерного ускоряющего поля, созданного положительным зарядом анода, и тормозящего поля, созданного объемным зарядом.

В зависимости от характера этого результирующего поля возможны два основных режима работы диода. Если результирующее поле на всем протяжении от катода до анода — ускоряющее, то любой электрон, вылетевший из катода, под действием этого поля ускоренно движется на анод. Ни один электрон не возвращается на катод. Анодный ток имеет наибольшую величину, равную току эмиссии катода:

$$i_а = I_e. \qquad (4\text{-}1)$$

Такой режим, когда для анодного тока используется полностью вся эмиссия катода, называется режимом насыщения. Получаемый при этом анодный ток, равный I_e, называют током насыщения (I_s), а то анодное напряжение, при котором получается данный режим, называют напряжением насыщения (U_s).

Другой режим, в котором электронные лампы работают особенно часто, называется режимом ограничения[1]. В этом режиме вблизи катода тормозящее поле объемного заряда преобладает над ускоряющим полем и результирующее поле также является тормозящим. Как мы знаем, электроны вылетают из катода с различными начальными скоростями. Некоторые из них, имеющие малые начальные скорости, не могут преодолеть это тормозящее поле, останавливаются и возвращаются на катод. Остальные электроны, имеющие достаточную начальную скорость, двигаясь в тормозящем поле, не теряют полностью свою энергию и преодолевают тормозящее действие. Пройдя тормозящее поле, они попадают далее в ускоряющее поле и летят к аноду.

Следовательно, в режиме ограничения часть эмиттированных электронов возвращается на катод. Анодный ток получается меньшим тока эмиссии:

$$i_а < I_e = I_s. \qquad (4\text{-}2)$$

Иногда режим ограничения не совсем удачно называют режимом пространственного заряда. Такое название

[1] Более точно его следует называть режимом ограничения анодного тока объемным зарядом.

дает повод думать, что объемный заряд существует только в данном режиме. На самом же деле в режиме насыщения объемный заряд также существует, но он оказывается недостаточным для того, чтобы вблизи катода образовалось тормозящее поле. Это получается либо за счет уменьшения количества электронов в пространстве анод — катод при недокале катода, либо за счет усиленного действия ускоряющего поля при повышении анодного напряжения.

Режим ограничения является основным для всех электронных приборов. Режим насыщения используется значительно реже и обычно лишь в течение некоторой части всего времени работы прибора.

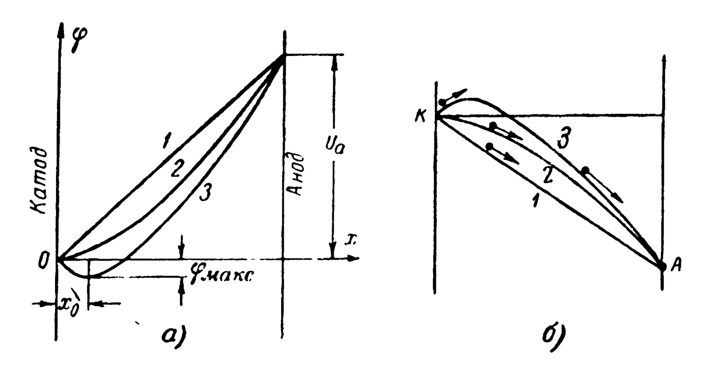


Рис. 4-8. Распределение потенциала в пространстве анод—катод диода с плоскими электродами (*а*) и механическая аналогия распределения потенциала в диоде (*б*).

Чтобы иметь наиболее правильное представление об электронных процессах в диоде, следует рассмотреть так называемые потенциальные диаграммы, показывающие распределение потенциала в пространстве анод — катод. На этих диаграммах вдоль горизонтальной оси откладывают расстояние, отсчитываемое от катода, а вдоль вертикальной оси — потенциал. Как всегда, потенциал катода принимается за нулевой.

Когда катод не накален и не дает эмиссии, то объемного заряда нет и в диоде с плоскими электродами поле равномерно. Потенциал от катода к аноду растет также равномерно, т. е. по линейному закону (пропорционально расстоянию от данной точки до катода). Графически это изображено на рис. 4-8,*а* прямой линией *1*.

Пусть теперь катод накален и дает эмиссию. Тогда

объемный заряд создает в каждой точке пространства некоторый отрицательный потенциал. В каждой точке произойдет понижение потенциала. Линия распределения потенциала прогнется вниз, и ее можно изобразить некоторой кривой *2*. Если объемный заряд не очень велик, то потенциал во всех точках останется положительным (кривая *2* находится выше горизонтальной оси). Следовательно, и поле везде будет ускоряющим. Любой электрон, даже вылетевший из катода с очень малой начальной скоростью, под действием такого поля полетит к аноду. Ясно, что распределение потенциала по кривой *2* соответствует режиму насыщения.

При увеличении накала катода эмиссия возрастает. Объемный заряд также растет, и потенциал в различных точках пространства понижается в большей степени. Кривая распределения потенциала прогибается еще сильнее вниз. При достаточно большом объемном заряде в некоторой области вблизи катода отрицательный потенциал, созданный скоплением большого количества электронов, превышает по абсолютной величине положительный потенциал ускоряющего поля анода. Результирующий потенциал становится отрицательным, что наглядно изображает кривая *3*, которая вблизи катода расположена ниже горизонтальной оси.

На некотором расстоянии x_0 от катода отрицательный потенциал достигает наибольшего значения $\varphi_{макс}$. Практически x_0 обычно составляет малые доли миллиметра, а $\varphi_{макс}$ имеет величину порядка долей вольта. На участке от катода до $\varphi_{макс}$ электрическое поле является тормозящим для электронов. Принято говорить, что в данном случае около катода образовался п о т е н ц и а л ь н ы й б а р ь е р, мешающий двигаться к аноду электронам, вылетевшим из катода.

При наличии потенциального барьера на анод смогут попадать не все электроны, а только те, которые имеют начальную скорость, выраженную в вольтах, превышающую абсолютное значение $\varphi_{макс}$. Электроны, имеющие меньшую начальную скорость, потеряют в тормозящем поле свою энергию, не дойдя до „вершины" потенциального барьера $\varphi_{макс}$, и вернутся на катод.

Таким образом, кривая *3*, показывающая наличие потенциального барьера около катода, соответствует режиму ограничения.

Все сказанное хорошо иллюстрируется следующей механической аналогией. Перегнем чертеж на рис. 4-8,*а* на 180° вокруг горизонтальной оси. Тогда кривые *1, 2, 3* расположатся так, как это сделано на рис. 4-8,*б*. Представим себе, что эти кривые изображают рельеф местности. Пусть из точки *К* выкатываются с некоторыми различными скоростями шарики. Они будут имитировать электроны, вылетающие из катода. Когда от точки *К* начинается уклон (рельеф *1* или *2*), все шарики будут скатываться вниз к точке *А* независимо от своей начальной скорости. Но если рельеф соответствует кривой *3*, то вначале имеется гор-

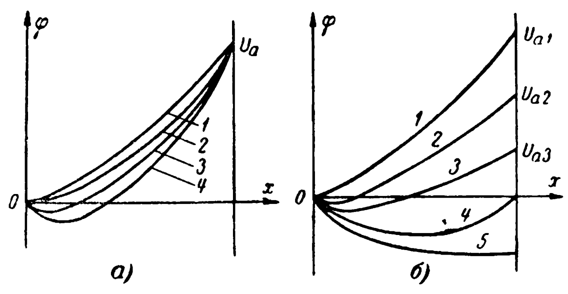


Рис. 4-9. Распределение потенциала в пространстве анод — катод диода при разных напряжениях накала катода и постоянном анодном напряжении (*а*); то же при постоянном напряжении накала и разных анодных напряжениях (*б*).

ка и через ее вершину перекатятся только шарики, имеющие достаточную начальную скорость. А шарики с меньшими начальными скоростями, поднимаясь на горку, остановятся где-то ниже ее вершины и скатятся обратно к точке *К*. Рассмотренную механическую аналогию можно проводить и во многих других случаях движения электронов в электрическом поле.

Потенциальные диаграммы весьма полезны при изучении различных режимов работы электронных ламп.

На рис. 4-9,*а* показаны такие диаграммы для диода при различных напряжениях накала, но при одном и том же анодном напряжении $U_а$. Кривая *1* соответствует сравнительно небольшому накалу, когда лампа работает в режиме насыщения. При несколько большем накале получается кривая *2*. В этом случае потенциального барьера еще нет и режим насыщения сохраняется. Дальнейшее увеличение накала дает переход к кривой *3*, т. е. наступа-

ет режим ограничения. Для еще большего накала показана кривая *4*; потенциальный барьер увеличился, и его «вершина» ($\varphi_{макс}$) несколько отодвинулась от катода.

Рассмотрим теперь потенциальные диаграммы для диода при различных анодных напряжениях и постоянном напряжении накала. Они показаны на рис. 4-9,*б*. При сравнительно высоком анодном напряжении U_{a1} получается режим насыщения, которому соответствует кривая *1*. Для более низкого анодного напряжения U_{a2} наступает режим ограничения (кривая *2*). Кривая *3* для еще меньшего напряжения U_{a3} показывает, что потенциальный барьер стал „выше".

Если $U_a = 0$, то распределение потенциала характеризуется кривой *4* (для получения $U_a = 0$ надо замкнуть анод с катодом, как показано на рис. 4-10). Хотя в этом случае потенциал анода равен нулю, но в пространстве анод—катод электроны создают объемный заряд, и получается довольно высокий потенциальный барьер. Все же некоторые электроны, обладающие наибольшими начальными скоростями, могут преодолеть этот барьер и долететь до анода. Таким образом, и при $U_a = 0$ получается небольшой анодный ток, называемый обычно **начальным током** (I_0).

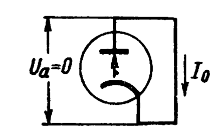


Рис. 4-10. Установление нулевого напряжения на аноде.

Следует заметить, что в этом случае между рабочими поверхностями анода и катода в действительности имеется некоторая разность потенциалов. Она объясняется наличием контактной разности потенциалов и термо-э. д. с. Катод и анод, а также выводы от них всегда устроены так, что в них имеются контакты разнородных металлов, в которых возникает контактная разность потенциалов порядка десятых долей вольта или даже единиц вольт. Некоторые из этих контактов значительно нагреты, например у катода, и в них также возникает термо-э. д. с. (последняя влияет незначительно, так как она невелика). Если контактная разность потенциалов создает на аноде положительный потенциал, то начальный анодный ток увеличивается. При обратной полярности контактная разность потенциалов действует навстречу начальной скорости электронов и уменьшает начальный анодный ток. В разных лампах величины и знаки контактной разности потенциа-

лов различны, так как они зависят от того, какие металлы образуют контакт.

Последняя кривая *5* на рис. 4-9,*б* соответствует интересному случаю, когда цепь анода разомкнута, т. е. когда анод ни с чем не соединен, изолирован от остальных частей схемы (так называемый «свободный анод»). Такой «свободный анод» в первый момент после размыкания анодной цепи в схеме на рис. 4-10 имеет нулевой потенциал, что соответствует потенциальной диаграмме в виде кривой *4*. Но тогда на анод попадут электроны, имеющие большие начальные скорости. Они останутся на аноде, так как уйти им некуда, и, следовательно, анод зарядится отрицательно. Правый конец потенциальной диаграммы начнет сдвигаться вниз (кривая *5* на рис. 4-9,*б*), потенциальный барьер станет повышаться и на анод будет попадать все меньше и меньше электронов. Возрастание отрицательного потенциала анода прекратится тогда, когда потенциальный барьер настолько увеличится, что уже ни один электрон не сможет его преодолеть и попасть на анод.

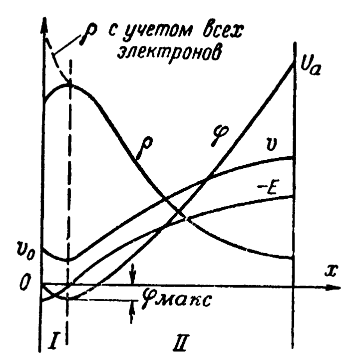


Рис. 4-11. Распределение потенциала φ, напряженности поля E, скорости электронов v и плотности объемного заряда ρ в пространстве анод—катод диода для режима ограничения.

Таким образом, «свободный анод» (или вообще любой «свободный электрод» в более сложной лампе) обязательно заряжается отрицательно за счет попадания на него некоторого количества электронов.

С помощью рассмотренных выше потенциальных диаграмм можно выяснить, как изменяются в пространстве анод — катод диода напряженность поля E, скорость электронов v и плотность объемного заряда ρ. Кривые распределения всех этих величин показаны на рис. 4-11 для основного случая, когда диод работает в режиме ограничения с некоторым положительным анодным напряжением. Все эти кривые могут быть построены на основании следующих соображений. Основной является знакомая нам кривая распределения потенциала φ. Участок от катода до „вершины“ потенциального барьера $\varphi_{макс}$ назовем пер-

вым (I), а участок от $\varphi_{макс}$ до анода—вторым (II) участком. Напряженность поля связана с потенциалом известным из физики соотношением:

$$E = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta x}, \qquad (4\text{-}3)$$

т. е. напряженность поля тем больше, чем больше изменяется потенциал вдоль направления x. Практически для определения E надо находить изменения потенциала $\Delta\varphi$ для одних и тех же Δx. При этом чем меньше взяты Δx, тем точнее будет определение величины E.

Рассматривая кривую потенциала φ, нетрудно выяснить, что около „вершины" потенциального барьера $\varphi_{макс}$ величина потенциала практически не изменяется. В этом месте $E = 0$.

На участке I потенциал изменяется в отрицательную сторону ($\Delta\varphi < 0$), и поэтому $E > 0$. Наибольшее изменение φ наблюдается около катода, а по мере приближения к $\varphi_{макс}$ потенциал изменяется все меньше и меньше. Поэтому E имеет наибольшее значение у поверхности катода и постепенно уменьшается до нуля в точке $\varphi = \varphi_{макс}$.

Вектор E всегда показывает направление действия силы поля на элементарный положительный заряд, а нас интересует направление действия силы поля на электрон, т. е. элементарный отрицательный заряд. Оно противоположно направлению вектора E. Поэтому на рис. 4-11 показана кривая распределения величины $-E$, а не E. То, что величина E отрицательна и имеет наибольшее значение у поверхности катода, значит, что на данном участке имеется поле, тормозящее электроны, причем наиболее сильное торможение получается сразу же при вылете электрона из катода. Именно так и должно быть. Ведь в самом начале своего движения каждый электрон испытывает отталкивающее действие всего объемного заряда, т. е. всех электронов, находящихся между ним и анодом.

Участок II характерен ростом потенциала в положительную сторону ($\Delta\varphi > 0$), причем сначала потенциал изменяется незначительно, а потом все больше и больше. Вблизи анода φ изменяется наиболее сильно. Соответственно этому напряженность поля имеет отрицательный знак и растет от нуля до некоторого максимального значения у поверхности анода. На рис. 4-11 показана кривая $-E$, которая имеет на данном участке положительный знак, что соответствует полю, ускоряющему электроны.

Следует обратить внимание на то, что величина $-E$ изменяется непропорционально расстоянию x. Там, где потенциал изменяется почти равномерно, например вблизи анода, величина $-E$ остается почти постоянной. Наоборот, вблизи «вершины» потенциального барьера величина $\Delta\varphi$ для одних и тех же Δx изменяется наиболее резко, и поэтому $-E$ также изменяется наиболее сильно.

От величины напряженности поля зависит ускорение, получаемое электронами, а следовательно, и скорость их движения. Если электрон вылетел из катода с начальной скоростью v_0, то на участке I скорость уменьшается, становится минимальной при $\varphi=\varphi_{макс}$, а далее на участке II растет и достигает наибольшего значения в момент удара электрона об анод. Соответственно этому на рис. 4-11 показана кривая v.

Так как различные электроны вылетают из катода с различными начальными скоростями v_0, то кривая v для одних электронов расположена выше, а для других—ниже. А для электронов, возвращающихся на катод, эта кривая существует только на участке I и показывает, что скорость доходит до нуля.

Распределение плотности объемного заряда изображает кривая ρ, которая является как бы перевернутой кривой скорости. Это вытекает из того, что плотность анодного тока $j_а$ в установившемся режиме постоянна в любом сечении электронного потока и равна произведению плотности объемного заряда на скорость:

$$j_а=\rho v=\text{const}. \tag{4-4}$$

Написанная формула весьма важна, и мы неоднократно будем применять ее в дальнейшем. Сущность ее вполне очевидна. Плотность тока тем больше, чем больше число электронов, движущихся в единице объема (оно учитывается величиной ρ), и чем выше скорость движения электронов v.

Из этой формулы получаем:

$$\rho=\frac{j_а}{v}, \tag{4-5}$$

т. е. плотность объемного заряда обратно пропорциональна скорости электронов. Таким образом, у анода, где скорость электронов максимальна, объемный заряд имеет наимень-

шую плотность, а наибольшее значение ρ получается в области «вершины» потенциального барьера.

Изображенная кривая ρ не учитывает электронов, возвращающихся на катод, так как они не входят в величину $j_а$. Эти электроны увеличивают объемный заряд на участке *I*, и следовательно, кривая ρ с учетом возвращающихся электронов должна пройти выше, примерно так, как показано пунктиром на рис. 4-11.

Электрическое поле и объемный заряд в диоде наглядно показаны на рис. 4-12.

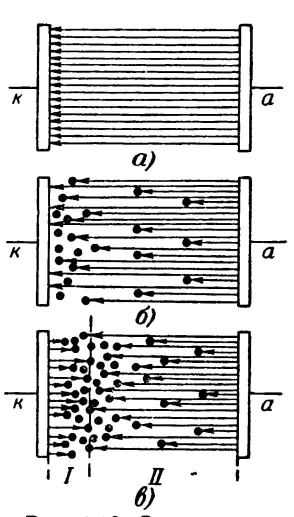


Рис. 4-12. Электрическое поле и объемный заряд в диоде при отсутствии эмиссии (*а*), в режиме насыщения (*б*) и в режиме ограничения (*в*).

Если эмиссии электронов нет, то нет и объемного заряда. В этом случае электрическое поле является равномерным (рис. 4-12,*а*). Его силовые линии выходят из положительного заряда анода $q_а$ и все доходят до катода, на котором получается отрицательный заряд $q_к$, по абсолютной величине равный заряду анода.

В режиме насыщения имеется объемный заряд. Электроны, образующие этот заряд, показаны на рис. 4-12,*б* жирными точками. Теперь уже от анода на катод проходят не все силовые линии, так как часть их заканчивается на электронах. Одни силовые линии заканчиваются на электронах, находящихся ближе к аноду, другие — на более удаленных. Поле в этом режиме везде ускоряющее, хотя оно уже не является равномерным. Максимальная напряженность поля получается около анода — здесь число силовых линий наибольшее, а около катода поле наиболее слабое. Каждая силовая линия, заканчивающаяся на каком-то электроне, показывает, что он подвергается действию ускоряющего поля. Сумма отрицательного заряда на катоде $q_к$ и объемного заряда q по абсолютной величине, очевидно, равна заряду анода $q_а$:

$$|q_к + q| = q_а. \quad (4\text{-}6)$$

Для режима ограничения соответствующая картина изображена на рис. 4-12,*в*. Здесь особенно хорошо видно,

что вблизи катода имеется больше всего электронов («электронное облачко»), а по мере приближения к аноду их становится меньше. Все силовые линии, выходящие из анода, заканчиваются на электронах части объемного заряда, находящейся в области *II*. В этой области поле ускоряющее, его напряженность максимальна у анода и, постепенно уменьшаясь, становится равной нулю на границе областей *I* и *II*, т. е. у «вершины» потенциального барьера. Объемный заряд q_{II} области *II* по абсолютной величине равен заряду анода $q_а$.

В области *I* поле тормозит электроны анодного тока. Силовые линии поля идут от катода к электронам объемного заряда области *I*. Этот заряд q_I по абсолютной величине равен положительному заряду на катоде $q_к$.

Таким образом, в любом из рассмотренных режимов полный объемный заряд по абсолютной величине равен сумме зарядов анода и катода:

$$|q| = |q_I + q_{II}| = q_к + q_а. \qquad (4\text{-}7)$$

Явления, рассмотренные для диода с плоскими электродами, наблюдаются и в диодах другой конструкции. Для электродов различной формы только несколько изменяется характер распределения потенциала в пространстве анод — катод. Например, для цилиндрической конструкции электродов, даже при отсутствии объемного заряда, поле не будет равномерным. Его силовые линии направлены по радиусам (см. рис. 2-4), и поэтому напряженность поля имеет наибольшее значение у катода. При наличии объемного заряда в цилиндрическом диоде кривые распределения потенциала, напряженности поля, скорости электронов и плотности объемного заряда будут несколько отличаться от изображенных на рис. 4-11. Однако ничего принципиально нового не наблюдается, и нет необходимости повторять все наши рассуждения для данного случая.

4-4. ЗАКОН ТРЕХ ВТОРЫХ ДЛЯ ДИОДА

Для любого электрического прибора весьма важной является зависимость между током, протекающим через прибор, и напряжением, приложенным к прибору. Зная эту зависимость, можно всегда определить величину тока при заданном напряжении или, наоборот, величину напряжения, соответствующего заданному току.

Если сопротивление данного электрического прибора является постоянной величиной, не зависящей от тока или напряжения, то для такого прибора зависимость тока от напряжения выражается привычным для нас законом Ома:

$$i = \frac{u}{R}, \text{ или } i = Gu. \qquad (4\text{-}8)$$

Широкое применение этого закона для изучения и расчета электрических цепей общеизвестно. Большим достоинством закона Ома является его простота. Ток прямо пропорционален напряжению, причем роль коэффициента пропорциональности выполняет проводимость $G = \frac{1}{R}$.

График зависимости между током и напряжением называется вольт-амперной характеристикой

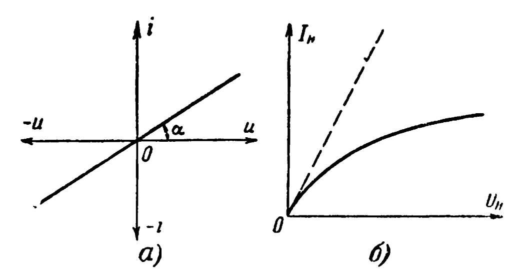


Рис. 4-13. Вольт-амперные характеристики линейного (*а*) и нелинейного (*б*) сопротивлений.

данного прибора (или просто характеристикой). Для приборов, подчиняющихся закону Ома, характеристикой является прямая линия, проходящая через начало координат (рис. 4-13,*а*). Именно такая линия представляет собой график прямой пропорциональной, или линейной, зависимости между двумя величинами.

Чем больше сопротивление R, тем меньше проводимость G и тем меньшим получается ток при данном напряжении. Поэтому для бóльших сопротивлений характеристика идет более полого. Сопротивление R связано с углом наклона α характеристики следующей очевидной зависимостью:

$$R = \frac{u}{i} = k \operatorname{ctg} \alpha, \qquad (4\text{-}9)$$

где k — коэффициент пропорциональности, учитывающий размерность величин, входящих в формулу, и масштаб, в котором они отложены на осях. Иначе можно написать:

$$G = \frac{1}{R} = \frac{i}{u} = k' \operatorname{tg} \alpha, \qquad (4\text{-}10)$$

где k' — аналогичный коэффициент пропорциональности, равный $\frac{1}{k}$.

Следует заметить, что нельзя писать $R = \operatorname{ctg} \alpha$ или $G = \operatorname{tg} \alpha$, так как величины R и G выражаются в определенных единицах, а $\operatorname{tg} \alpha$ и $\operatorname{ctg} \alpha$ размерности не имеют. Кроме того, в зависимости от масштаба при одном и том же значении R угол α может быть весьма различным.

Приборы или сопротивления, у которых вольт-амперная характеристика является прямой линией, проходящей через начало координат, называют линейными.

Наряду с ними существует много приборов, у которых сопротивление не является постоянным, а зависит от напряжения и тока. Тогда связь между током и напряжением выражается не просто по закону Ома, а более сложным образом.

Для таких приборов вольт-амперная характеристика уже не будет прямой линией, проходящей через начало координат. Эти приборы называются нелинейными. Именно к ним и относятся электронные приборы, в частности диоды.

Надо заметить, что в действительности многие сопротивления можно считать линейными только приближенно. Например, сопротивление медного провода постоянно только при сравнительно небольших токах. Для токов, сильно нагревающих провод, сопротивление значительно возрастает; зависимость между током и напряжением получается нелинейной. Это явление хорошо заметно для нити накала любой лампы. Вольфрамовая нить при температуре 2 500° К имеет сопротивление, примерно в 11 раз большее, нежели в холодном состоянии. Поэтому зависимость тока накала $I_н$ от напряжения накала $U_н$ имеет резко выраженный нелинейный характер (рис. 4-13,*б*). Если бы сопротивление нити не возрастало с увеличением температуры, то зависимость выражалась бы пунктирной прямой, показанной на рис. 4-13,*б*.

Для диода, работающего в режиме ограничения, анодный ток и анодное напряжение связаны нелинейной зави-

симостью, которая на основании теоретических расчетов в первом приближении выражается так называемым «законом трех вторых»:

$$i_а = ku_а^{3/2}, \tag{4-11}$$

где коэффициент k зависит от геометрических размеров и формы электродов, а также от выбранных единиц[1].

Как видно, анодный ток пропорционален анодному напряжению в степени $^3/_2$, а не в первой степени, как в законе Ома. Если увеличить анодное напряжение вдвое, то анодный ток возрастет примерно в 2,8 раза (так как $2^{3/2} = \sqrt{2^3} \approx 2,8$), т. е. станет на 40% бóльшим, чем должно быть по закону Ома. При увеличении анодного напряжения в 3 раза анодный ток станет в 5,2 раза больше ($3^{3/2} = \sqrt{3^3} \approx 5,2$). Таким образом, анодный ток растет быстрее, нежели анодное напряжение.

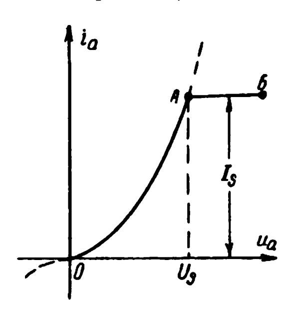


Рис. 4-14. Теоретическая анодная характеристика диода или график закона трех вторых (полукубическая парабола).

Графически закон трех вторых изображается кривой линией, которая называется **полукубической параболой** (рис. 4-14).

Закон трех вторых справедлив только для положительных анодных напряжений и притом меньших, нежели напряжение насыщения U_s. Поэтому части полукубической параболы, расположенные в области отрицательных значений $u_а$ и выше точки A (они показаны на рис. 4-14 пунктиром), не соответствуют какому-либо действительному режиму работы диода. При $u_а > U_s$ наступает режим насыщения. Если считать, что в этом режиме $I_а = I_s = \text{const}$, то кривая правее точки A должна представлять собой горизонтальную прямую линию. Вся кривая *ОАБ* носит название **теоретической характеристики диода**.

Строгий вывод формулы закона трех вторых проводится методами высшей математики. Однако этот вывод в зна-

[1] Коэффициент k не является проводимостью. Его размерность $\left[\frac{а}{в^{3/2}}\right]$, а не $\left[\frac{а}{в}\right]$.

чительной степени обесценивается тем, что в основе его лежат некоторые допущения, совершенно не соответствующие действительности. В частности, начальная скорость электронов полагается равной нулю, и форма кривой распределения потенциала принимается такой, как в режиме насыщения, хотя сам закон трех вторых относится к режиму ограничения.

Мы рассмотрим некоторые простые соображения, доказывающие справедливость закона трех вторых, а также приведем элементарный вывод формулы этого закона.

Пусть диод работает в режиме ограничения и вблизи катода имеется потенциальный барьер. Если увеличить анодное напряжение, например, вдвое, то анодный ток в соответствии с законом Ома должен возрасти вдвое. При этом происходит частичное рассасывание электронного облачка, имеющегося около катода. Потенциальный барьер становится «ниже», и дополнительное количество электронов, ранее возвращавшихся на катод, будет теперь лететь к аноду. Это и создает добавочный рост анодного тока сверх того, что обусловлено законом Ома. Очевидно, в законе трех вторых «лишняя» $^1/_2$ в показателе степени при $u_а$ именно и учитывает это дополнительное возрастание анодного тока вследствие уменьшения потенциального барьера.

Простейший элементарный вывод формулы закона трех вторых в общем виде (без расшифровки коэффициента k) состоит в следующем. Как мы знаем, плотность анодного тока выражается формулой (4-4):

$$i_а = \rho v,$$

где ρ — плотность объемного заряда и v — скорость движения электронов.

Величина ρ здесь учитывает количество тех электронов, которые под действием ускоряющего поля летят к аноду, т. е. принимают „участие" в анодном токе. С увеличением анодного напряжения число этих электронов растет. Следовательно, можно считать, что ρ пропорционально $u_а$:

$$\rho = k_1 u_а. \qquad (4\text{-}12)$$

Скорость электронов пропорциональна корню квадратному из $u_а$:

$$v = k_2 \sqrt{u_а}. \qquad (4\text{-}13)$$

Отсюда получаем:

$$j_а = k_1 k_2 u_а \sqrt{u_а} = k u_а^{3/2}. \qquad (4\text{-}14)$$

Мы нашли плотность тока. Для анодного тока $i_а$ формула будет отличаться только тем, что в коэффициент k войдет площадь поверхности анода $Q_а$.

Представляет также интерес более полный вывод формулы закона трех вторых. Для этого вывода сделаем некоторые допущения. Будем считать, что объемный заряд q, в состав которого входят все электроны, летящие к аноду, расположен вблизи катода (рис. 4-15). Расстояние между этим зарядом и анодом примем равным расстоянию анод — катод, которое обозначим d. Если время пролета электронов вдоль расстояния d равно t, то величина анодного тока равна:

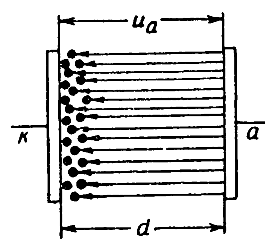


Рис. 4-15. К выводу закона трех вторых.

$$i_а = \frac{q}{t}. \qquad (4\text{-}15)$$

Заряд q можно выразить через анодное напряжение и емкость анод—катод C:

$$q = C u_а. \qquad (4\text{-}16)$$

При этом для емкости C имеем общеизвестную формулу:

$$C = \frac{\varepsilon_0 Q_а}{d}, \qquad (4\text{-}17)$$

где $\varepsilon_0 = 8{,}86\ 10^{-16}$ *ф/м* — диэлектрическая проницаемость вакуума, а $Q_а$ — площадь анода. Время пролета t определим через среднюю скорость:

$$t = \frac{d}{v_{ср}}. \qquad (4\text{-}18)$$

Но

$$v_{ср} = \frac{1}{2} v, \qquad (4\text{-}19)$$

где v — конечная скорость:

$$v = 6 \cdot 10^5 \sqrt{u_а} \left[\frac{м}{сек}\right]. \qquad (4\text{-}20)$$

Подставляя все эти величины в формулу для тока, получаем:

$$i_а = \frac{8{,}86 \cdot 10^{-16} Q_а u_а 6 \cdot 10^5 \sqrt{u_а}}{2d^2} = 2{,}65 \cdot 10^{-6} \frac{Q_а}{d^2} u_а^{3/2}. \qquad (4\text{-}21)$$

Более точный вывод дает следующее выражение:

$$i_а = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_а}{d^2} u_а^{3/2}. \qquad (4\text{-}22)$$

Именно в таком виде обычно применяют закон трех вторых для диодов с плоской конструкцией электродов. В этой формуле ток получается в амперах, если напряжение взято в вольтах. Величины $Q_а$ и d^2 следует брать в любых одинаковых единицах, например в квадратных миллиметрах.

Следует обратить внимание на то, что ток обратно пропорционален квадрату расстояния анод — катод. Поэтому уменьшение этого расстояния дает резкое увеличение анодного тока.

Для диодов с цилиндрическими электродами закон трех вторых может быть написан в следующем виде:

$$i_а = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_а}{r_а^2 \alpha} u_а^{3/2}, \tag{4-23}$$

где $r_а$ — радиус анода и α — поправочный коэффициент, зависящий от отношения радиусов анода и катода:

$$\alpha = f\left(\frac{r_а}{r_к}\right)^*. \tag{4-24}$$

Значения коэффициента α даны на графике на рис. 4-16, из которого видно, что при $\frac{r_а}{r_к} \geq 10$ можно считать $\alpha = 1$.

Так как площадь поверхности цилиндрического анода равна $Q_а = 2\pi r_а l_а$, где $l_а$ — длина анода, то формулу (4-23) иногда пишут иначе:

$$i_а = 14{,}65 \cdot 10^{-6} \frac{l_а}{r_а^2 \alpha} u_а^{3/2}. \tag{4-25}$$

Формула закона трех вторых с некоторыми поправками в постоянном коэффициенте остается в силе и для диодов с любой другой конструкцией электродов.

Мы уже указывали, что действительная зависимость между анодным током и анодным напряжением значительно отличается от закона трех вторых, так как этот закон не учитывает ряда явлений. В § 4-6 подробно рассматриваются отклонения действительной характеристики диода от теоретической характеристики, построенной по закону трех вторых.

---

* В литературе этот коэффициент не совсем удачно обозначается β^2.

Несмотря на свою неточность, закон трех вторых имеет важное значение. Он является простейшим математическим законом, позволяющим изучить хотя бы приближенно нелинейный характер зависимости анодного тока от анодного напряжения. Более точные математические выражения этой зависимости оказываются весьма сложными. Их трудно использовать для практических расчетов.

Закон трех вторых дает возможность легко рассчитать в первом приближении геометрические размеры электродов для получения нужной величины анодного тока при заданном анодном напряжении. После такого предварительного расчета можно построить опытный экземпляр диода, который затем испытывается. Наблюдаемые отклонения от расчета учитываются, и строится второй образец диода. Вполне возможно, что он уже будет удовлетворять поставленным требованиям. Это обнаруживается при испытании данного образца. В случае необходимости на основе данных такого испытания конструируется третий образец, еще более близкий к тому, что задано.

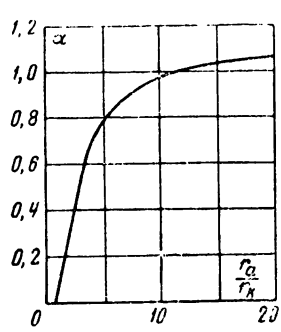


Рис. 4-16. График для определения коэффициента α в зависимости от отношения радиусов анода и катода.

Таким образом, при проектировании диодов закон трех вторых используется практически в качестве приближенного закона для расчета первого опытного образца лампы.

4-5. СХЕМА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИОДА

Для исследования диода и снятия его характеристик применяют схему, содержащую приборы для регулировки напряжений накала и анода, а также для измерения напряжений и токов накала и анода. Примерная схема для исследования диода с катодом косвенного накала показана на рис. 4-17. Аналогичная схема может быть использована и для диода с катодом прямого накала.

Цепь накала питают либо постоянным, либо переменным током и соответственно выбирают измерительные приборы для этой цепи. Если определения параметров катода не требуется, то амперметр в цепи накала не нужен. Реостат накала $R_н$ должен выдерживать нормальный ток накала и иметь такое сопротивление, чтобы можно было

уменьшать напряжение накала лампы примерно в 3 раза по сравнению с его нормальным значением. Обычно достаточно, чтобы сопротивление реостата было в 2 раза больше величины сопротивления нити при нормальном накале. Не следует забывать, что при включении амперметра накала по схеме на рис. 4-17 прибор измеряет сумму тока накала и тока, потребляемого вольтметром накала. Во многих случаях последним током можно пренебречь. Однако при исследовании маломощных ламп и использовании низкоомного вольтметра приходится учитывать потребляемый им ток, так как он может быть одного порядка с током накала.

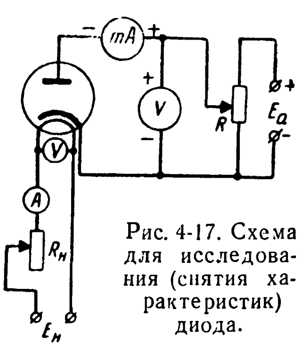


Рис. 4-17. Схема для исследования (снятия характеристик) диода.

Анодная цепь при снятии характеристик питается от источника постоянного тока. Измерительные приборы анодной цепи обычно бывают магнитоэлектрической системы, и поэтому при их включении надо соблюдать правильную полярность (рис. 4-17).

Как уже было указано ранее, плюсовый зажим вольтметра нельзя присоединять к аноду лампы, так как миллиамперметр будет, помимо анодного тока, учитывать еще и ток вольтметра. Оба эти тока могут быть одного порядка. Для начальных участков характеристик ток вольтметра даже значительно больше тока анода. Конечно, зная показание вольтметра и его сопротивление, можно для каждой точки характеристики вычислять ток вольтметра и вычитать его значение из показания миллиамперметра, но это очень неудобно. Следует всегда применять только такое включение, которое показано на схеме на рис. 4-17.

Для регулировки анодного напряжения применяют потенциометр R, а не реостат. Это вызвано необходимостью плавно изменять анодное напряжение в пределах от максимального значения до нуля и притом без разрыва анодной цепи.

Обычно сопротивление потенциометра R бывает порядка тысяч ом. Тогда потенциометр потребляет не слишком большой ток от анодного источника.

В рассматриваемой схеме цепь анодного тока (по направлению движения электронов) такова: от $-E_а$ к катоду, далее внутри лампы к аноду, затем через миллиампер-

метр к ползунку потенциометра и через верхний участок потенциометра к $+ E_а$.

Помимо анодного тока, источник $E_а$ создает еще ток вольтметра $I_в$ и ток потенциометра $I_п$. Нетрудно видеть, что все три тока: $I_а$, $I_в$ и $I_п$ протекают через верхний участок потенциометра. А через нижний его участок протекает лишь один ток $I_п$. Вследствие такого распределения токов при перемещении ползунка напряжение изменяется неравномерно. Если двигать ползунок так, чтобы напряжение увеличивалось от нуля, то сначала оно возрастает медленно, а затем все быстрее и быстрее. В частности, при установке ползунка на середину сопротивления потенциометра анодное напряжение будет меньше $^1/_2 E_а$. Хотя сопротивления участков потенциометра в этом случае равны, но на верхнем участке падение напряжения больше за счет большего тока.

Следует также считаться с тем, что в данной схеме при изменении накала неизбежно изменяется и анодное напряжение. Действительно, если, например, увеличить накал, то возрастет эмиссия катода. Анодный ток станет больше, и увеличится падение напряжения на верхнем участке потенциометра. Соответственно уменьшится падение напряжения на нижнем участке, а оно и является анодным напряжением.

4-6. ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДА

Основной характеристикой диода является **анодная характеристика**, выражающая зависимость анодного тока от анодного напряжения при постоянном напряжении накала. Мы будем для краткости называть ее просто **характеристикой диода**.

Теоретическая характеристика диода была показана на рис. 4-14. Действительная характеристика (рис. 4-18), снятая экспериментально, значительно отличается от теоретической, которая повторена пунктиром на рис. 4-18. В отличие от теоретической характеристики, которая идет из начала координат, действительная характеристика имеет небольшой участок в области отрицательных анодных напряжений. Начальная точка A соответствует некоторому отрицательному анодному напряжению порядка нескольких десятых вольта, иногда до $-(1 \div 2)$ *в*, и при $u_а = 0$ имеется небольшой анодный ток I_0, называемый **начальным**

током. Из § 4-3 мы знаем, что главной причиной этого является начальная скорость электронов. Кроме того, оказывают влияние контактная разность потенциалов и термо-э. д. с. В различных диодах точка *A* больше или меньше смещена относительно начала координат и начальный ток I_0 получается различным.

Если рабочие токи в диоде имеют значительную величину, то начальным током обычно пренебрегают и изображают характеристику упрощенно выходящей из точки *O*. Так показывают характеристику кенотронов, т. е. диодов,

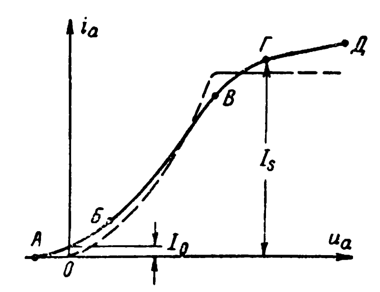


Рис. 4-18. Действительная анодная характеристика диода.

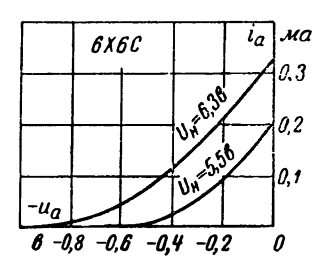


Рис. 4-19. Начальные участки характеристик диода 6Х6С при двух разных напряжениях накала.

служащих для выпрямления переменного тока. Но при работе диода с малым анодным напряжением, а следовательно, с малыми токами необходимо учитывать начальный анодный ток. Например, в диодах, предназначенных для детектирования в приемниках, анодным напряжением является напряжение принятых сигналов, составляющее доли вольта (максимум — единицы вольт). Эти диоды работают в пределах небольшого начального участка характеристики, который принято изображать в соответствующем масштабе.

Следует заметить, что с увеличением накала точка *A* сдвигается влево, так как начальная скорость электронов увеличивается и для прекращения попадания электронов на анод необходимо большее отрицательное анодное напряжение. Для примера на рис. 4-19 даны начальные участки характеристик диода типа 6Х6С для двух различных напряжений накала.

В мощных лампах с катодом прямого накала при малых анодных напряжениях сильно влияет магнитное поле тока

накала, которое искривляет траектории электронов и часть их возвращает на катод. Это вызывает сдвиг точки *А* вправо, иногда даже правее начала координат.

Участок характеристики *АБ* называют **нижним изгибом**. Он сильно отличается от полукубической параболы и ближе к обычной квадратичной параболе или к графику показательной функции. Это наиболее криволинейный участок характеристики. Отклонение от закона трех вторых в области нижнего изгиба объясняется главным образом указанными выше причинами: начальной скоростью электронов, контактной разностью потенциалов, термо-э. д. с. и магнитным полем тока накала. Значительное влияние на форму характеристики оказывает также неравномерность нагрева катода, т. е. неодинаковость температуры в различных точках его поверхности. Температура катода вблизи его креплений всегда бывает ниже, чем в остальных частях, вследствие ухода тепла через детали крепления. Иначе говоря, действующая поверхность катода всегда меньше его полной поверхности за счет того, что охлажденные участки дают малую эмиссию.

На характеристику также сильно влияет неэквипотенциальность катода прямого накала, результатом которой является неодинаковость анодного напряжения для различных участков катода.

Средний участок (*БВ*) характеристики также отличается от графика закона трех вторых. Его приближенно можно считать линейным. Хотя на данном участке все перечисленные причины отклонения действительной характеристики от закона трех вторых остаются, многие из них оказывают уже относительно малое влияние. Практически следует учитывать только неодинаковость температуры вдоль катода и его неэквипотенциальность. Кроме того, начинает сказываться автоэлектронная эмиссия, существующая в тесной связи с термоэлектронной эмиссией (эффект Шоттки).

Указанные явления объясняют также плавный, а не резкий переход от режима ограничения к режиму насыщения, т. е. участок *ВГ*, называемый **верхним изгибом** характеристики. Действительно, температура разных участков поверхности катода различна. Поэтому режим насыщения наступит раньше для участков с меньшей температурой, где и эмиссия меньше. Если катод—прямого накала, то насыщение прежде всего возникнет у отрицательного конца нити, так как для него анодное напряжение наи-

большее. Поскольку режим насыщения для разных участков катода наступает при различных анодных напряжениях, переход к этому режиму для всего анодного тока совершается не резко, а постепенно на протяжении участка *ВГ*.

В области насыщения (участок правее точки *Г*) при повышении анодного напряжения анодный ток не остается постоянным, а растет. Это объясняется автоэлектронной эмиссией и дополнительным нагревом катода от анодного тока. Рост анодного тока на верхнем изгибе уве-

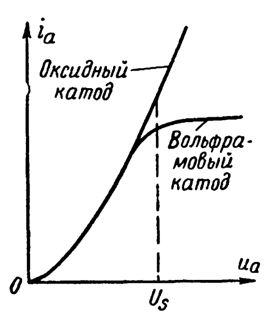


Рис. 4-20. Характеристики диодов с вольфрамовым и оксидным катодом.

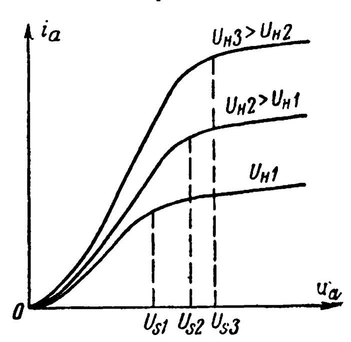


Рис. 4-21. Характеристики диода для различных напряжений накала.

личивает нагрев катода и соответственно повышает его эмиссию. Поэтому для получения тока насыщения необходимо соответственно увеличить анодное напряжение. Ток при этом несколько возрастает и опять увеличивает нагрев катода. Эмиссия снова становится большей, и для ее полного использования приходится опять повысить анодное напряжение. И опять анодный ток увеличивается, что повышает температуру катода и «отдаляет» наступление режима насыщения.

Меньше всего эти явления заметны у вольфрамового катода. Он дает весьма малую автоэлектронную эмиссию и дополнительный нагрев его от анодного тока незначителен, так как сопротивление вольфрама сравнительно невелико, а анодный ток мал по сравнению с током накала. Характеристика диода с вольфрамовым катодом в области насыщения идет почти горизонтально (рис. 4-20).

Зато у оксидных катодов наблюдается большая автоэлектронная эмиссия и дополнительный нагрев от анодно-

го тока весьма значителен, так как сопротивление оксидного слоя велико и анодный ток соизмерим с током накала. Рост анодного тока в режиме насыщения у оксидного катода настолько велик, что характеристика диодов с таким катодом вообще не имеет верхнего изгиба (рис. 4-20) и переход от режима ограничения к режиму насыщения по характеристике установить нельзя.

Для диодов с другими типами активированных катодов форма характеристик получается средней между показанными на рис. 4-20.

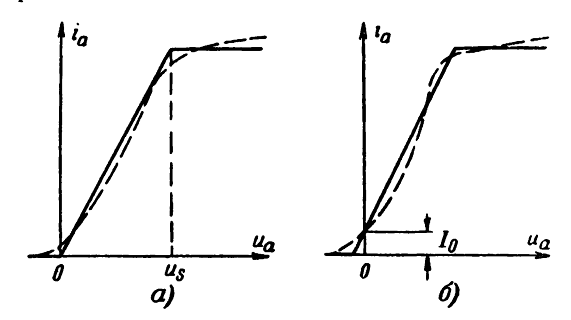


Рис. 4-22. Замена (аппроксимация) реальной характеристики диода ломаной линией.

Если снять характеристики диода при различных напряжениях накала, то они располагаются примерно так, как изображено на рис. 4-21. Для более высоких напряжений накала эмиссия катода возрастает, ток насыщения получается бо́льшим и напряжение насыщения также выше. Несовпадение характеристик на нижнем изгибе и линейном участке объясняется тем, что с повышением накала растет начальная скорость электронов (см. рис. 4-19) и увеличивается действующая поверхность катода.

Для многих практических приближенных расчетов нередко характеристику диода заменяют ломаной линией, которую называют идеализированной характеристикой.

Замену реальной характеристики некоторой другой кривой, более удобной для расчетов, называют аппроксимацией. Всю характеристику диода или отдельные ее участки можно аппроксимировать различными кривыми. На рис. 4-22,*а* показана простейшая аппроксимация, называемая линейно-ломаной. Действительная характеристика изображена пунктиром, а идеализированная кривая

является ломаной линией, состоящей из трех прямых: для $u_а < 0$ — прямая, совпадающая с осью абсцисс, для $0 < u_а < u_s$ — прямая, проходящая с некоторым наклоном через начало координат, и для $u_а > u_s$ — прямая, параллельная оси абсцисс.

Для диода с оксидным катодом третья прямая, очевидно, отсутствует. В качестве примера на рис. 4-23 показаны реальная и идеализированная характеристики кенотрона 5Ц4С.

Линейно-ломаная аппроксимация применяется обычно только тогда, когда анодный ток много больше начального тока I_0. Если же диод работает в пределах начального участка характеристики, то подобная аппроксимация совершенно непригодна. Действительно, при $u_а = 0$ анодный ток имеет значение I_0, а по линейно-ломаной характеристике он равен нулю. Если же прямую провести через точку на оси ординат, соответствующую току I_0 (см. рис. 4-22,*б*), то все равно недопустимые погрешности получатся при определении токов для начального участка характеристики в области отрицательных анодных напряжений.

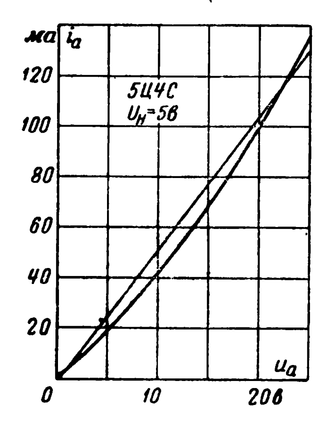


Рис. 4-23. Реальная и идеализированная характеристики кенотрона 5Ц4С.

Помимо основной характеристики диода, представляет также некоторый интерес эмиссионная характеристика, называемая иногда характеристикой катода. Она показывает зависимость тока анода от напряжения накала при $U_а = \mathrm{const}$ (рис. 4-24,*а*).

Эмиссионная характеристика идет не из начала координат, а из точки *А*, соответствующей примерно 20—50% нормального напряжения накала. При меньших напряжениях накала эмиссии практически нет. С увеличением накала эмиссия катода растет, а следовательно, возрастает и анодный ток. Пока эмиссия не слишком велика (участок *АБ*), поле, созданное анодным напряжением, достаточно для того, чтобы преодолеть действие объемного заряда и притянуть все электроны к аноду. Поэтому участок *АБ* со-

ответствует режиму насыщения: $i_a = I_e$. При дальнейшем увеличении накала эмиссия резко возрастает и объемный заряд становится настолько большим, что его тормозящее действие не компенсируется полностью действием ускоряющего поля анода. Вблизи катода образуется потенциальный барьер, и часть электронов возвращается на катод. Ток анода в этом случае оказывается меньше тока

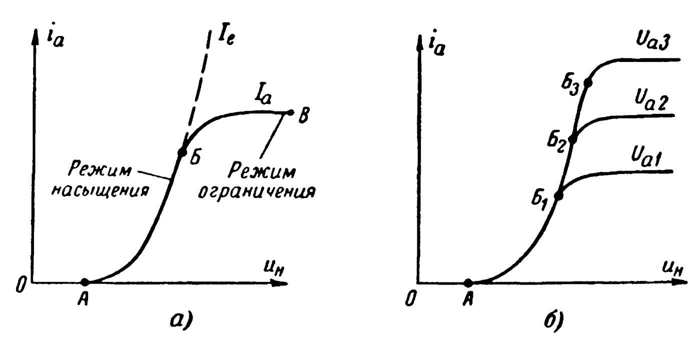


Рис. 4-24. Эмиссионные характеристики диода ($U_{a1} < U_{a2} < U_{a3}$).

эмиссии, т. е. получается режим ограничения (участок *БВ*). Пунктирная кривая, идущая на рис. 4-24,*а* все круче и круче вверх, показывает увеличение эмиссии катода с ростом напряжения накала.

Таким образом, зависимость эмиссии катода от накала отображается только участком *АБ* характеристики. Чтобы получить эту зависимость для бóльших напряжений накала, следует увеличить анодное напряжение. Тогда точка *Б* будет перемещаться выше. На рис. 4-24,*б* представлены эмиссионные характеристики, снятые при различных напряжениях на аноде.

4-7. ПАРАМЕТРЫ ДИОДОВ

Параметрами диода называются величины, характеризующие его свойства и позволяющие решать вопросы о применении диода для тех или иных целей.

Некоторые из этих величин нам известны. К ним относятся напряжение накала $U_н$, ток накала $I_н$, эмиссия катода I_e. Другие параметры рассматриваются ниже.

а) *Крутизна характеристики* (S). Этот параметр, называемый просто к р у т и з н о й, показывает, к а к и з м е-

няется анодный ток при изменении анодного напряжения на 1 *в*.

Если изменение анодного напряжения на величину $\Delta u_а$ вызывает изменение анодного тока на $\Delta i_а$, то крутизна будет равна:

$$S = \frac{\Delta i_а}{\Delta u_а}. \qquad (4\text{-}26)$$

Крутизну выражают в миллиамперах на вольт (*ма/в*) или амперах на вольт (*а/в*). Например, если какой-то диод имеет крутизну 5 *ма/в*, то это означает, что изменение анодного напряжения на 1 *в* создает изменение анодного тока на 5 *ма*.

Крутизна диода имеет физический смысл внутренней проводимости между анодом и катодом для переменной составляющей анодного тока. Если бы крутизна была равна отношению тока к напряжению, то она представляла бы собой проводимость для постоянного тока. Но она определяется через приращения тока и напряжения и поэтому является проводимостью именно для переменного тока. Разумеется, что анодный ток диода не может быть чисто переменным. Поэтому переменным током в данном случае является переменная составляющая пульсирующего анодного тока.

Термин «крутизна» нельзя признать вполне удачным, так как для более сложных ламп пользуются параметром, носящим то же название, но имеющим иной физический смысл. Было бы правильнее и удобнее этот параметр называть для диодов внутренней проводимостью и обозначать его G_i. Однако термин «крутизна» является общепринятым, и мы вынуждены его придерживаться.

Геометрический смысл крутизны состоит в том, что она определяет наклон (крутизну) характеристики диода. Этим собственно и объясняется ее название.

Крутизну можно легко определить из характеристики диода (рис. 4-25,*а*). Для линейной части характеристики берут приращение анодного напряжения $\Delta u_а$ на каком-либо участке *АБ* и соответствующее ему приращение анодного тока $\Delta i_а$. Разделив второе приращение на первое, получают крутизну. Такой метод определения крутизны условимся называть методом двух точек.

В пределах линейной части характеристики крутизна остается постоянной. Она пропорциональна тангенсу угла наклона α:

$$S_{АБ} = k \operatorname{tg} \alpha, \tag{4-27}$$

где k — коэффициент, имеющий размерность проводимости и учитывающий масштабы тока и напряжения[1].

Если участок *АБ* нелинейный, то найденное методом двух точек значение крутизны $S_{АБ}$ является **с р е д н и м** ее значением для данного участка. Иногда в этом случае неправильно считают, что найденная крутизна относится к точке *А* или *Б*. В действительности же каждая точка

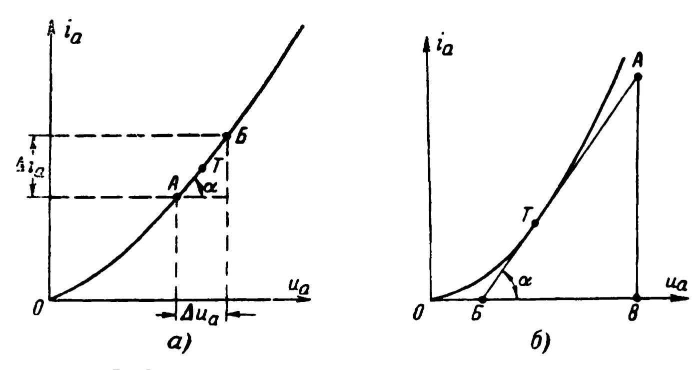


Рис. 4-25. Определение крутизны диода методом двух точек (*а*) и методом касательной (*б*).

нелинейного участка имеет свое значение крутизны. Поэтому средняя крутизна $S_{АБ}$ приближенно равна крутизне для точки *Т*, находящейся посредине участка *АБ*: $S_{АБ} \approx S_{Т}$. А если крутизна от точки *А* к точке *Б* возрастает, то очевидно, что $S_{А} < S_{АБ} < S_{Б}$.

Итак, для определения крутизны в данной точке *Т* следует взять такой участок *АБ* характеристики, чтобы точка *Т* была его средней точкой, и найти отношение приращений $\Delta i_{а}$ и $\Delta u_{а}$, соответствующих этому участку. Подобный метод определения крутизны дает небольшую ошибку, если участок *АБ* не сильно отличается от линейного.

Естественно возникает вопрос: какого размера следует брать участок *АБ*? Если его взять очень маленьким, то получится большая погрешность из-за неточности опреде-

[1] Напомним, что нельзя писать $S = \operatorname{tg} \alpha$.

ления $\Delta i_а$ и $\Delta u_а$, так как длина отрезков, изображающих эти величины, будет соизмерима с толщиной линий на графике. А чрезмерно большой участок может оказаться с такой значительной нелинейностью, что найденная средняя крутизна $S_{АБ}$ будет сильно отличаться от истинной крутизны в заданной точке *Т*. Практически, если характеристика построена на миллиметровой или клетчатой бумаге и имеет протяженность не менее 10 *см*, участок *АБ* следует брать длиной порядка 10—20 *мм*.

Более точным является м е т о д к а с а т е л ь н о й. По этому методу надо провести через заданную точку *Т* касательную к кривой (рис. 4-25,*б*). Тогда крутизна будет пропорциональна тангенсу угла наклона касательной α. Величину крутизны определяют из треугольника *АБВ*, в котором касательная является гипотенузой. Отношение катетов *АВ* и *БВ*, взятых в соответствующих масштабах, даст значение крутизны в точке *Т*. Треугольник *АБВ* следует брать не слишком малым. В этом методе некоторую трудность представляет проведение касательной к кривой в данной точке.

Значение крутизны для линейного участка характеристики считают н о м и н а л ь н ы м п а р а м е т р о м д и о д а. Конечно, в действительности крутизна не строго постоянна, так как обычно нет вполне линейного участка. При переходе на нижний изгиб крутизна уменьшается и постепенно приближается к нулю. Если значение крутизны (или какого-либо другого параметра) дается без оговорок или дополнительных указаний, то надо считать, что оно относится к линейному участку. Именно так следует понимать приводимые в дальнейшем числовые значения параметров. Во всех других случаях во избежание недоразумений принято указывать, для какой точки или для какого участка характеристики приводится крутизна. Например: $S = 1{,}5$ *ма/в* на нижнем изгибе при $u_а = 2$ *в*.

Современные диоды в большинстве случаев имеют крутизну в пределах 1—30 *ма/в*. Обычно в маломощных диодах крутизна не превышает нескольких единиц миллиампер на вольт, в мощных диодах она больше. Крутизна менее 1 и более 30 *ма/в* встречается сравнительно редко.

Крутизна зависит от конструкции лампы. Чем больше действующая поверхность анода $Q_а$ и чем меньше расстояние анод — катод *d*, тем больше крутизна. Теоретическая формула, показывающая эту зависимость и получен-

ная из закона трех вторых, имеет для диода с плоскими электродами следующий вид:

$$S = 3{,}5 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{d^2} \sqrt{U_a} \ [a/в], \qquad (4\text{-}28)$$

а для диода цилиндрической конструкции

$$S = 3{,}5 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a^2 \alpha} \sqrt{U_a} \ [a/в], \qquad (4\text{-}29)$$

где все величины те же, что и в формулах закона трех вторых (см. § 4-4).

Из этих формул видно, что особенно большое влияние оказывает расстояние анод—катод, так как оно входит в формулу в квадрате. Видно также, что крутизна растет с увеличением анодного напряжения, но не пропорционально, а медленнее, так как U_a стоит под знаком квадратного корня.

Приведенные формулы неточны, как и сам закон трех вторых. В частности, крутизна заметно возрастает с увеличением накала катода (см. рис. 4-21), но формулы (4-28) и (4-29) этого не показывают в явном виде. Однако можно эту зависимость объяснить тем, что с увеличением накала увеличивается рабочая поверхность катода; соответственно возрастает и действующая поверхность анода Q_a, а следовательно, растет и крутизна.

б) *Внутреннее сопротивление* (R_i). Внутреннее сопротивление диода представляет собой сопротивление между анодом и катодом для переменного тока. Иначе его называют **дифференциальным сопротивлением**. Оно является величиной, обратной крутизне:

$$R_i = \frac{\Delta u_a}{\Delta i_a} = \frac{1}{S}. \qquad (4\text{-}30)$$

Чем больше крутизна, тем меньше внутреннее сопротивление и наоборот.

Величину внутреннего сопротивления выражают в омах или килоомах. Для современных диодов R_i обычно бывает порядка сотен, а иногда даже десятков ом. Меньшие значения R_i соответствуют более мощным лампам, имеющим более высокую крутизну.

Так же как и крутизна, внутреннее сопротивление приблизительно постоянно для линейного участка характеристики. При переходе на нижний изгиб R_i возрастает до тысяч и даже десятков тысяч ом, постепенно стремясь к бесконечно большому значению в начальной точке характеристики. Если характеристика имеет верхний изгиб, то для него R_i также увеличивается.

Определение R_i из характеристики диода совершенно аналогично определению крутизны. Наиболее точно R_i для заданной точки T определяется методом касательной (рис. 4-25,*б*). Широко применяется также метод двух точек (рис. 4-25,*а*). Последний метод дает среднее значение R_i для некоторого участка характеристики, но если этот участок имеет сравнительно небольшую нелинейность, то можно считать, что найденное значение R_i является внутренним сопротивлением для точки T, лежащей посредине данного участка.

Не следует никогда смешивать величину R_i с внутренним сопротивлением диода для постоянного тока R_0, которое определяется по закону Ома:

$$R_0 = \frac{u_a}{i_a}. \qquad (4\text{-}31)$$

Сопротивление R_0 не принято считать параметром лампы, так как оно непостоянно даже в пределах линейного участка характеристики. Как мы знаем, такое непостоянство сопротивления свойственно всем нелинейным приборам. Обычно R_0 несколько больше, чем R_i. Теоретически из закона трех вторых следует, что $R_0 = \frac{3}{2} R_i$. Однако практически соотношение между этими сопротивлениями может значительно отличаться от указанного выше. Например, для $u_a = 0$ при наличии начального анодного тока имеем $R_0 = 0$, хотя R_i в этой точке отличается от нуля.

Неодинаковость величин R_i и R_0 наглядно видна из рис. 4-26. Для точки T величина R_i пропорциональна котангенсу угла наклона касательной:

$$R_i = k \operatorname{ctg} \alpha, \qquad (4\text{-}32)$$

причем коэффициент k в этом случае является величиной, обратной коэффициенту, связывающему величины S и $\operatorname{tg}\alpha$.

Аналогично R_0 пропорционально котангенсу угла наклона прямой, проведенной из начала координат в точку T:

$$R_0 = k \operatorname{ctg} \beta. \qquad (4\text{-}33)$$

Но $\alpha > \beta$, поэтому $\operatorname{ctg}\alpha < \operatorname{ctg}\beta$ и, следовательно, $R_i < R_0$. Из этого же рис. 4-26 видно, что для различных точек линейного участка характеристики угол β различен, т. е. R_0 на этом участке непостоянно, а угол α для этого участка постоянен, что соответствует $R_i = \text{const}$.

Интересно отметить, что если характеристика диода имеет верхний изгиб (например, в случае вольфрамового катода), то для некоторой точки A на этом изгибе (см. рис. 4-26) касательная пройдет через начало координат, т. е. $\alpha = \beta$ и $R_i = R_0$. Для участка правее точки A, очевидно, $R_i > R_0$.

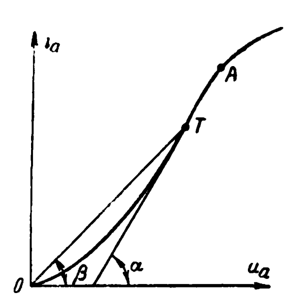


Рис. 4-26. Определение величин R_i и R_0 диода.

Практически для линейного участка характеристики величины R_i и R_0 не очень сильно отличаются друг от друга. Если же принять, что диод имеет линейную характеристику, то $R_i = R_0 = \text{const}$.

Величина R_i тем меньше, чем меньше расстояние анод—катод d и чем больше действующая площадь анода Q_a. Теоретическая зависимость между этими величинами, основывающаяся на законе трех вторых, легко может быть получена из формул (4-28) и (4-29).

в) *Максимально допустимая мощность потерь на аноде* $P_{\text{а.макс}}$. Электроны анодного тока имеют значительную кинетическую энергию, которую они теряют при ударе об анод. Происходит электронная „бомбардировка“ анода, в результате которой анод нагревается.

Если в секунду на анод попадает N электронов и каждый из них обладает энергией $\frac{mv^2}{2}$, то мощность, от-

даваемая электронным потоком на нагрев анода, равна:

$$P_а = N \frac{mv^2}{2}. \qquad (4\text{-}34)$$

Энергию электроны получают от ускоряющего поля. Пренебрегая их небольшой начальной энергией, можно считать, что $\frac{mv^2}{2} \approx eU_а$. Тогда

$$P_а = NeU_а. \qquad (4\text{-}35)$$

Произведение Ne есть количество электричества, попадающее в 1 *сек* на анод, т. е. величина анодного тока $I_а$. Поэтому окончательно имеем:

$$P_а = I_а U_а. \qquad (4\text{-}36)$$

Мощность $P_а$ является потерянной мощностью, так как нагрев анода совершенно бесполезен. Принято называть величину $P_а$ мощностью потерь на аноде. Встречаются также и другие названия: мощность, рассеиваемая на аноде, или мощность рассеяния на аноде.

Не следует эту мощность считать параметром лампы, так как она может иметь весьма различные значения в зависимости от анодного напряжения. В частности, если $U_а = 0$, то и $P_а = 0$.

Чем больше $P_а$, тем сильнее нагревается анод. Он может накалиться докрасна или добела и даже расплавиться. Ясно, что чрезмерный нагрев анода опасен. Поэтому для каждой лампы существует важный параметр: максимально допустимая мощность потерь на аноде $P_{а.макс}$. Она зависит главным образом от размеров, конструкции и материала анода и бывает от долей ватта для маломощных ламп до многих киловатт для мощных ламп.

Чтобы при длительной работе лампы анод не перегревался, должно соблюдаться условие

$$P_а \leqslant P_{а.макс}, \qquad (4\text{-}37)$$

т. е. фактическая мощность потерь на аноде дожна быть меньше максимально допустимой (в крайнем случае эти величины могут быть равны). Только на короткие проме-

жутки времени можно допустить, чтобы мощность $P_а$ была больше $P_{а.макс}$.

Перегрев анода вызывает нежелательные явления в лампе Еще до наступления плавления анода возможно выделение газов из него и, следовательно, ухудшение вакуума. Раскаленный анод испускает тепловые лучи, которые могут вызвать значительный дополнительный нагрев катода. Если катод покрыт активирующими веществами, то от этого они испаряются и эмиссионная способность катода понижается или даже совершенно теряется.

Для того чтобы анод допускал рассеивание большей мощности, принимают меры к улучшению его охлаждения. У ламп малой мощности и большинства ламп средней мощности анод имеет лучистое, или естественное, охлаждение. В этом случае тепло отводится лучами, которые испускаются анодом, а затем проходят вакуумное пространство и стекло баллона. Если баллон прозрачный, то значительная часть тепловых лучей проходит сквозь стекло, но часть энергии лучей поглощается стеклом, которое нагревается. От нагретого баллона тепло уходит в окружающее пространство частично путем конвекции, частично за счет лучеиспускания. Если же баллон лампы непрозрачный, например металлический или покрытый слоем геттера, то вся энергия теплового излучения анода сначала передается баллону.

Усиление теплового излучения достигается увеличением поверхности анода. При этом ее делают черной или матовой, так как тогда она лучше излучает. Часто анод снабжают специальными ребрами для увеличения поверхности охлаждения (рис. 4-27). Для ламп большой мощности (до сотен киловатт) применяют принудительное охлаждение проточной водой или воздухом. О таких лампах рассказано в § 7-9.

В качестве материала для анодов ламп малой и средней мощности используются никель, никелированная сталь и молибден. У ламп большей мощности анод часто делается из тантала или графита. Различные материалы для анодов характеризуются величиной так называемой удельной нагрузки $P'_а$, которая представляет собой максимально допустимую мощность, приходящуюся на 1 *см*² поверхности анода. Значения удельной нагрузки для различных материалов анода даны в табл. 4-1.

г) *Максимально допустимый импульс анодного тока.* Анодный ток диодов в большинстве случаев является пуль-

Таблица 4-1

Допустимая удельная мощность потерь (удельная нагрузка) для различных материалов анода

Материал	$P'_а$, *вт/см²*
Никель белый	1—1,5
Молибден белый	5—6
Тангал белый	8—9
Никель черненый	3—4
Уголь (графит)	4—6
Медь с водяным охлаждением	25—35

сирующим током, т. е. состоит из отдельных импульсов, следующих друг за другом с определенной частотой (рис. 4-28). Максимальное значение тока этих импульсов не может быть каким угодно. Для диодов с вольфрамовым катодом оно ограничивается величиной тока эмиссии I_e, а для диодов с оксидным катодом при слишком большом токе происходит разрушение оксидного слоя.

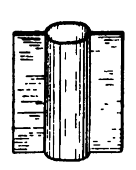
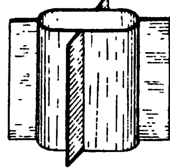



Рис. 4-27. Аноды с ребрами для лучшего охлаждения.

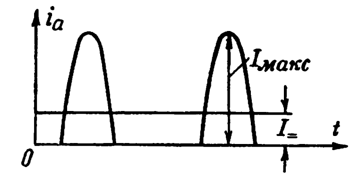


Рис. 4-28. Анодный ток диода, работающего в выпрямителе.

Поэтому для каждого диода характерной величиной является **максимально допустимый импульс анодного тока** $I_{макс}$. В специальных диодах, предназначенных для импульсной работы, значение $I_{макс}$ весьма велико. Оно тем больше, чем меньше длительность импульсов и чем больше длительность пауз между ними.

д) *Максимально допустимый постоянный выпрямленный ток*. Пульсирующий анодный ток диодов имеет постоянную составляющую $I_=$, которая является средним значением тока (рис. 4-28).

Эта величина характеризует полезный эффект работы диода при выпрямлении переменного тока, и ее обычно называют постоянным выпрямленным током.

Важным параметром для любого диода является максимально допустимый постоянный выпрямленный ток ($I_{-макс}$). Величина этого тока ограничивается эмиссией катода или допустимой мощностью потерь на аноде, а в случае активированных катодов — также дополнительным нагревом катода анодным током. Каждому из указанных факторов обычно соответствуют различные допустимые значения выпрямленного тока. В качестве параметра всегда принимается наименьшее из этих значений. Например, если в некотором диоде катод дает эмиссию 300 *ма*, максимально допустимая мощность потерь на аноде достигается при токе 360 *ма*, а перегрев и разрушение катода могут быть при анодных токах свыше 250 *ма*, то ясно, что за величину $I_{=макс}$ следует принять 250 *ма*.

Для ламп с вольфрамовым катодом величина $I_{=макс}$ определяется либо эмиссией, либо величиной $P_{а.макс}$. У некоторых ламп катод дает эмиссию, достаточную для получения выпрямленного тока, большего, нежели $I_{=макс}$, но при этом получается $P_а > P_{а.макс}$, т. е. перегружается анод. А у других ламп, наоборот, при полном использовании эмиссии катода получается $P_а < P_{а.макс}$, т. е. анод оказывается недогруженным. Он мог бы выдерживать и бо́льшие значения $I_=$. Весьма желательно, чтобы значения $I_{=макс}$, определенные по эмиссии катода и допустимой нагрузке анода, совпадали. Этот случай соответствует наиболее рациональной конструкции лампы, когда нет излишнего неиспользованного запаса ни в величине эмиссии, ни в размерах анода.

У ламп с оксидным катодом эмиссия может быть очень высокой, и для них величина $I_{=макс}$ обычно определяется наступлением разрушения оксидного слоя катода от черезмерно большого анодного тока. В правильно сконструированных лампах при этом также достигается и предельная нагрузка анода ($P_а = P_{а.\,макс}$).

Следует отметить, что рассмотренные параметры $I_{макс}$ и $I_{=макс}$ связаны друг с другом. Для диодов, работающих в обычных выпрямителях, как правило, $I_{=макс} \approx \frac{1}{3} I_{макс}$. В случае работы диода импульсами малой длительности со значительными паузами между ними величина $I_{=макс}$

получается во много раз меньшей $I_{макс}$. Например, хорошо известный кенотрон 5Ц4С, широко применяющийся в обычных выпрямителях, при мощности накала порядка 10 *вт* имеет $I_{макс} = 375$ *ма* и $I_{= макс} = 125$ *ма*. А кенотрон типа В1-0,03/13, специально предназначенный для импульсной работы, при такой же мощности накала характеризуется параметрами $I_{макс} = 3\,000$ *ма* и $I_{= макс} = 30$ *ма*.

е) *Максимально допустимое обратное напряжение.* При работе диода в выпрямителях анодное напряжение периодически изменяет знак. Когда оно положительно, то проходит анодный ток и внутреннее сопротивление диода сравнительно невелико. Так как последовательно с диодом всегда включено нагрузочное сопротивление, значительно большее, чем внутреннее сопротивление диода, то при наличии анодного тока падение напряжения на диоде, т. е. анодное напряжение на нем, имеет сравнительно небольшую величину. В этом случае основная часть напряжения источника падает на нагрузочном сопротивлении.

Если же анодное напряжение изменило свой знак и стало отрицательным, то анодный ток не проходит. Внутреннее сопротивление диода в этом случае бесконечно велико, тока нет и нет падения напряжения на нагрузочном сопротивлении. Все напряжение источника приложено к диоду и стремится пробить изоляцию в нем. Такое отрицательное анодное напряжение называют обратным напряжением ($U_{обр}$).

Важным параметром диода является максимально допустимое обратное напряжение ($U_{обр. макс}$). При работе диода всегда должно соблюдаться условие, чтобы обратное напряжение было меньше максимально допустимого:

$$U_{обр} \leqslant U_{обр. макс}. \tag{4-38}$$

Если $U_{обр}$ будет больше $U_{обр. макс}$, то возможны пробой изоляции и выход диода из строя. Пробой может быть между контактными штырьками цоколя лампы или в том месте, где через стекло проходят на сравнительно небольшом расстоянии друг от друга выводы от анода и катода. Это место является наиболее „слабым".

В зависимости от конструкции диода и качества изоляции в нем величина $U_{обр. макс}$ может быть весьма раз-

личной. Для кенотронов небольшой мощности, предназначенных для выпрямителей с постоянным напряжением в несколько сотен вольт, величина $U_{обр\ макс}$ бывает примерно 500 — 1 800 *в*. Специальные кенотроны для высоковольтных выпрямителей имеют $U_{обр\ макс}$ до десятков киловольт. Это достигается тем, что у них вывод анода делается не на цоколь, а на верх баллона (см. рис. 4-41), т. е. максимально удаляется от вывода катода. У маломощных диодов, служащих для детектирования, $U_{обр.\ макс}$ не превышает 500 *в*.

Не следует думать, что $U_{обр\ макс}$ является пробивным напряжением. При испытании разработанных диодов на заводе производят пробой нескольких экземпляров ламп, а затем в качестве величины $U_{обр.макс}$ принимают напряжение, значительно более низкое (иногда в 2 — 3 раза), нежели пробивное. Поэтому если соблюдается условие $U_{обр} \leqslant U_{обр.макс}$, то создается достаточный запас электрической прочности и может быть гарантирована надежная работа диода.

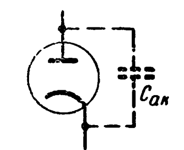


Рис. 4-29. Емкость анод — катод диода.

ж) *Емкость анод—катод диода.* Между анодом и катодом диода всегда имеется некоторая емкость ($C_{а\ к}$). В нее входят емкость между самими электродами, а также емкость между выводными проводничками и контактами цоколя. Величина емкости $C_{а.к}$ бывает от единиц пикофарад для маломощных детекторных диодов до десятков пикофарад для более мощных кенотронов. Эта емкость тем больше, чем больше площадь катода и анода и чем меньше расстояние между ними, а также чем длиннее, толще и ближе друг к другу выводные проводнички и контакты цоколя.

Сопротивление емкости $C_{а.к}$ следует считать присоединенным параллельно промежутку анод — катод, т. е. внутреннему сопротивлению диода (рис. 4-29). При работе диода на низких частотах шунтирующее влияние емкости $C_{а.к}$ практически отсутствует, так как ее сопротивление составляет миллионы ом. Но на очень высоких частотах от десятков мегагерц и выше сопротивление емкости $C_{а.к}$ становится такого же порядка, как внутреннее сопротивление диода, и даже меньше его. Тогда переменный ток будет сравнительно свободно проходить через эту емкость

и выпрямляющее действие диода в большей или меньшей степени снизится.

Например, если диод имеет $R_i = 500$ *ом* и $C_{а.к} = 4$ *пф*, то при частоте 200 *гц* сопротивление емкости равно:

$$x_C = \frac{1}{\omega C_{а.к}} = \frac{10^{12}}{2\pi \cdot 200 \cdot 4} \approx 200 \cdot 10^6 \text{ ом} = 200 \text{ Мом}.$$

Ясно, что практически через такое большое сопротивление ток не проходит. Зато при $f = 200$ *Мгц* сопротивление x_C станет в миллион раз меньше. Оно составит всего лишь 200 *ом* и будет сильно шунтировать диод.

Таким образом, на высоких и особенно сверхвысоких частотах емкость $C_{а.к}$ оказывает вредное шунтирующее действие и ухудшает выпрямление переменного тока с помощью диода. Для уменьшения емкости $C_{а к}$ в диодах уменьшают размеры анода и катода и удаляют друг от друга их выводы. Такие диоды являются маломощными, т. е. могут работать только при малых анодных токах.

Помимо изученных параметров, диоды также характеризуются и некоторыми другими величинами, относящимися к их катодам. Они рассматриваются в гл. 5.

4-8. РАБОТА ДИОДА С НАГРУЗОЧНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

Во многих практических схемах в анодную цепь диода включается нагрузочное активное сопротивление (рис. 4-30,*а*). Если бы диод представлял собой линейное

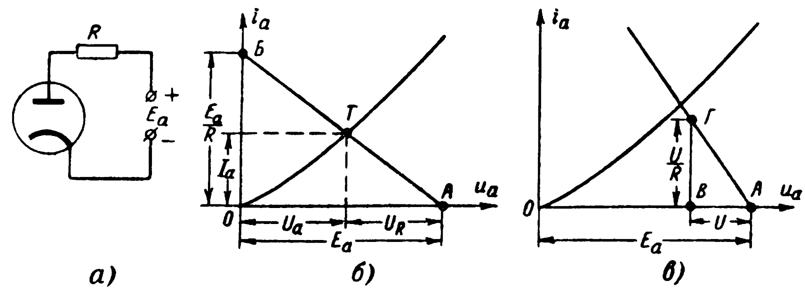


Рис. 4-30. Работа диода с нагрузочным сопротивлением в анодной цепи и построение линии нагрузки.

сопротивление, то расчет величины тока в подобной схеме не представлял бы затруднений, так как общее сопротивление цепи было бы равно сумме внутреннего сопротивле-

ния диода и нагрузочного сопротивления. Но диод является нелинейным сопротивлением, и поэтому расчет тока приходится делать графическим путем.

Таким образом, задача состоит в следующем: известны величины $E_а$ и R и характеристика диода, требуется определить анодный ток и анодное напряжение.

У реального диода анодный ток и анодное напряжение связаны какой-то сложной математической зависимостью $i_а = f(u_а)$, которую с достаточной точностью можно выразить только графически. Характеристики диода следует рассматривать как график некоторого уравнения, связывающего величины $i_а$ и $u_а$. Для нагрузочного сопротивления R подобным уравнением является простой закон Ома:

$$i_а = \frac{u_R}{R} = \frac{E_а - u_а}{R}, \qquad (4\text{-}39)$$

так как падение напряжения на этом сопротивлении, очевидно, равно $u_R = E_а - u_а$.

Итак, мы имеем два уравнения с двумя неизвестными: $i_а$ и $u_а$. Одно из них задано графически (характеристика диода). Для решения такой системы уравнений надо построить график второго уравнения и найти координаты точки пересечения двух графиков.

Уравнение для сопротивления R — это уравнение первой степени относительно $i_а$ и $u_а$, и его графиком является прямая линия, называемая л и н и е й н а г р у з к и. Проще всего линию нагрузки построить по двум точкам ее пересечения с осями координат.

Пусть $i_а = 0$; тогда из уравнения (4-39) получаем: $E_а - u_а = 0$, или $u_а = E_а$. Соответствующая точка $А$ показана на рис. 4-30,*б*. Теперь положим $u_а = 0$; тогда имеем: $i_а = \frac{E_а}{R}$. Откладываем этот ток на оси ординат и получаем точку $Б$. Через точки $А$ и $Б$ проводим прямую линию, которая и является линией нагрузки. Точка $Т$ дает решение поставленной задачи.

Следует заметить, что все точки прямой $АБ$, кроме точки $Т$, не выражают какие-либо практические режимы работы диода, поскольку они не лежат на его характеристике. Например, точка $А$ соответствует случаю, когда выключен накал диода. Тогда анодного тока нет и все напряжение источника $E_а$ приложено к диоду. А точка $Б$

является точкой короткого замыкания диода. Действительно, если анод соединен с катодом, то $u_а = 0$ и все напряжение $E_а$ приложено к сопротивлению R. В этом случае по существу следует говорить не об анодном токе, а просто о токе в сопротивлении R.

Иногда рекомендуют строить линию нагрузки по углу ее наклона α, имея в виду, что $R = k \operatorname{ctg} \alpha$. Однако этот способ менее удобен, так как надо учитывать масштабы тока и напряжения и находить значение угла α по его котангенсу.

При построении линии нагрузки по двум точкам для сравнительно малых R точка $Б$ окажется очень высоко за пределами чертежа. В этом случае следует отложить от точки $А$ влево отрезок $АВ$, соответствующий какому-либо произвольному напряжению U (рис. 4-30,*в*), и от точки $В$ отложить под прямым углом отрезок $ВГ$, равный $\frac{U}{R}$. Прямая, проведенная через точки $А$ и $Г$, будет линией нагрузки. Подобным же приемом строится линия нагрузки, если $E_а$ велико и точка $А$ должна быть за пределами чертежа.

Встречается вариант, когда заданы ток анода $i_а$ (известна точка $Т$) и сопротивление нагрузки R, а необходимо определить значение $E_а$, при котором будет получен этот ток, или, наоборот, заданы $i_а$ и $E_а$ и требуется определить величину сопротивления нагрузки R. Графические построения для этих случаев не представляют никаких трудностей, и мы предлагаем сделать их читателю самому.

Цепь, состоящая из последовательно соединенных диода и линейного нагрузочного сопротивления R, представляет собой некоторое нелинейное сопротивление. Для решения многих вопросов бывает необходимо иметь характеристику такой цепи, т. е. график зависимости $i_а = f(E_а)$, где $E_а$ — напряжение, приложенное ко всей цепи. Такую характеристику легко можно получить простым суммированием абсцисс характеристик диода и нагрузочного сопротивления R (рис. 4-31,*а*).

Характеристика сопротивления R выражает закон Ома для этого сопротивления: $i_а = \frac{u_R}{R}$ и является прямой линией, проходящей через начало координат. Угол ее наклона α определяется известным соотношением (4-9):

$$R = k \operatorname{ctg} \alpha.$$

Практически для построения этой прямой надо нанести на графике точку, соответствующую какому-либо произвольному напряжению u_R и току, равному $\frac{u_R}{R}$. Через эту точку и проводится прямая. Следует заметить, что линия нагрузки в предыдущих построениях не проходила через начало координат, а отсекала отрезки на осях, потому что она выражала зависимость тока не от напряжения u_R, а от напряжения $u_а$.

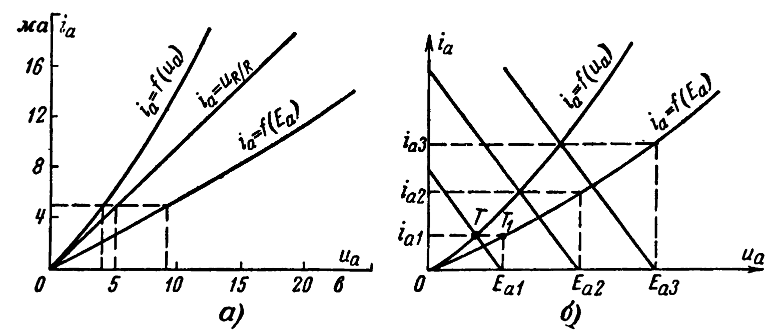


Рис. 4-31 Построение вольт-амперной характеристики последовательной цепи, состоящей из диода и активного сопротивления.

Характеристику цепи $i_а = f(E_а)$ строим, складывая для определенных значений тока величины напряжений $u_а$ и u_R, так как $E_а = u_а + u_R$. Например, на графике на рис. 4-31,*а* при токе 5 *ма* имеем: $u_а = 4$ *в* и $u_R = 5$ *в*. Суммируя эти напряжения, получаем $E_а = 9$ *в*, что дает соответствующую точку результирующей характеристики. Аналогично находим и другие точки этой характеристики. Через полученные точки проводим плавную кривую.

Свойства последовательной цепи всегда зависят главным образом от большего сопротивления. Поэтому чем больше сопротивление R по сравнению с внутренним сопротивлением диода, тем меньше нелинейность результирующей характеристики.

По другому методу построения результирующей характеристики, показанному на рис. 4-31,*б*, проводим линию нагрузки для какого-то произвольного значения $E_{а1}$ и находим точку T. Получаем ток $i_{а1}$ и отмечаем точ-

ку T_1 результирующей характеристики, имеющую координаты E_{a1} и i_{a1}. Подобным же путем находим и другие точки этой характеристики: для E_{a2}, E_{a3} и т. д.

Если диод соединен параллельно с активным сопротивлением R (рис. 4-32), то результирующая характери-

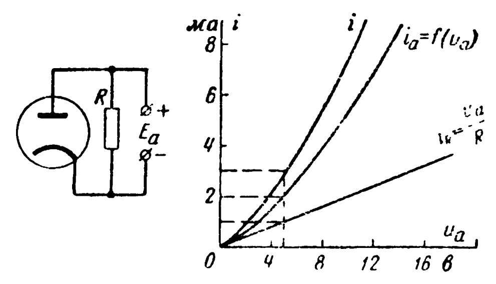


Рис. 4-32. Построение результирующей характеристики параллельной цепи, состоящей из диода и активного сопротивления.

стика может быть построена путем суммирования ординат характеристик ветвей. В этом случае надо для каждого произвольно взятого напряжения суммировать токи (рис. 4-32). Например, $u_a=5$ *в* имеем: $i_a=2$ *ма* и $i_R=$

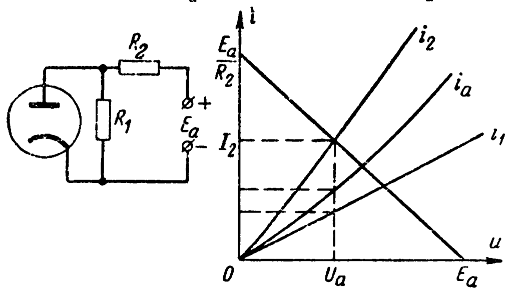


Рис. 4-33. Построение результирующей характеристики цепи, представляющей собой смешанное соединение диода с активным сопротивлением.

$=1$ *ма*. Суммарный ток $i=i_a+i_R=3$ *ма* соответствует некоторой точке результирующей характеристики. Повторяя такое сложение при других напряжениях, получаем ряд точек, через которые проводим кривую.

В наиболее сложном случае, когда имеется смешанное соединение диода с активными сопротивлениями R_1 и R_2

(рис. 4-33), сначала находят описанным выше методом результирующую характеристику параллельно соединенных диода и сопротивления R_1. Затем проводят линию нагрузки для сопротивления R_2 (рис. 4-33). Точка пересечения этой линии с результирующей характеристикой определяет своими координатами суммарный ток I_2 и анодное напряжение $U_а$. Легко определяются также токи $i_а$ и i_1. При необходимости можно построить результирующую характеристику всей цепи.

Все, что было рассмотрено в данном параграфе для анодного источника с постоянным напряжением $E_а$, может быть применено для амплитудных или любых других мгновенных значений, если анодный источник дает переменное напряжение.

4-9. ПРИМЕНЕНИЕ ДИОДОВ ДЛЯ ВЫПРЯМЛЕНИЯ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Выпрямление переменного тока является одним из основных процессов в радиотехнике. Нам необходимо познакомиться с принципом выпрямления, для того чтобы правильно представлять себе работу в практических схемах

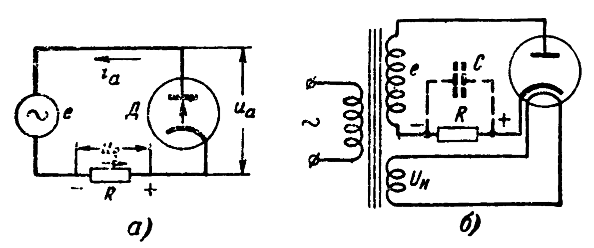


Рис. 4-34. Простейшая схема для выпрямления переменного тока с помощью диода (*а*) и схема кенотронного выпрямителя с силовым трансформатором (*б*).

не только вакуумных диодов, но и ряда других приборов: газотронов, тиратронов, полупроводниковых диодов.

В каждом выпрямительном устройстве происходит преобразование энергии переменного тока в энергию постоянного тока. Любой выпрямитель всегда является потребителем энергии со стороны переменного тока и генератором со стороны постоянного тока.

Простейшая схема для выпрямления переменного тока показана на рис. 4-34,*а*. В ней последовательно соединены

генератор переменной э. д. с., диод *Д* и нагрузочное сопротивление R, которое можно включать также не только со стороны катода, но и со стороны анода, т. е. между анодом и генератором. Эта схема называется обычно однополупериодной схемой, поскольку в ней ток проходит только в течение одного полупериода. Точнее подобную простейшую схему выпрямления надо называть однофазной однотактной, так как генератор переменной э. д. с. является однофазным и ток проходит через него только один раз за период и в одном направлении (один такт за период).

Существует еще много других, более сложных схем для выпрямления (двухфазные, трехфазные, двухтактные и т. д.), но все они, как правило, представляют собой то или иное сочетание нескольких однофазных однотактных схем.

В кенотронных выпрямителях, служащих для питания приемников, усилителей и другой аппаратуры, роль генератора переменной э. д. с. обычно выполняет силовой трансформатор, включенный в электрическую сеть (рис. 4-34,*б*). От специальной понижающей обмотки этого трансформатора питается накал кенотрона. Вместо трансформатора иногда применяется автотрансформатор, а иногда выпрямитель питается непосредственно от сети без трансформатора. Для кенотронных выпрямителей нагрузочным сопротивлением R, т. е. потребителем энергии постоянного тока, является общее сопротивление тех цепей приемника, усилителя или другого аппарата, которые питаются от данного выпрямителя.

При выпрямлении токов высокой частоты, например в детекторных каскадах радиоприемников, генератором переменной э. д. с. служит трансформатор высокой частоты или резонансный колебательный контур. В этом случае в качестве нагрузочного сопротивления обычно включают некоторое большое активное сопротивление. Для упрощения дальнейших рассуждений будем считать, что генератор дает синусоидальную э. д. с. $e=E_m \sin \omega t$ и имеет такое малое внутреннее сопротивление, что им можно пренебречь (если это сопротивление заметной величины, то его можно учесть обычным путем).

Работа простейшего выпрямителя происходит следующим образом. Во время одного полупериода анодное напряжение диода положительно и проходит анодный ток, создающий на сопротивлении R падение напряжения u_R.

При перемене полярности э. д. с. генератора, т. е. в течение следующего полупериода, анодное напряжение отрицательно, тока нет и $u_R=0$. Таким образом, через диод, нагрузочное сопротивление и генератор проходит пульсирующий ток в виде импульсов, длящихся полпериода и разделенных промежутками также в полпериода. Его мы будем называть **выпрямленным током**. Создаваемое им на сопротивлении R напряжение назовем **выпрямленным напряжением**. Проследив направление тока, нетрудно установить полярность выпрямленного напряжения: *со стороны катода диода всегда получается плюс, а со стороны анода — минус*. Это правило следует хорошо помнить.

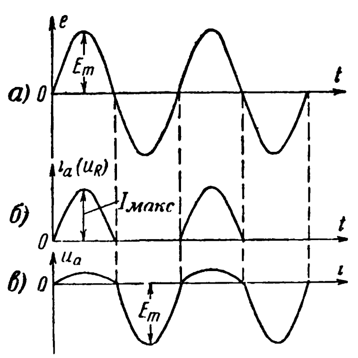


Рис. 4-35. Графики, поясняющие работу простейшей выпрямительной схемы с диодом.

Процессы в выпрямителе могут быть наглядно показаны с помощью графиков на рис. 4-35. Переменная э. д. с. генератора изображена синусоидой с амплитудой E_m (рис. 4-35,*а*). Анодный ток диода (выпрямленный ток) имеет форму импульсов в виде полусинусоид с максимальным значением $I_{макс}$ (рис. 4-35,*б*).

График, изображающий ток, в другом масштабе может быть принят за график выпрямленного напряжения u_R. Действительно, ведь $u_R=i_aR$, т. е. напряжение u_R пропорционально току. Поэтому достаточно умножить значения тока на R, чтобы получить кривую напряжения.

График на рис. 4-35,*в* показывает анодное напряжение на диоде. Нередко ошибочно считают, что это напряжение является синусоидальным. Часто также неправильно отождествляют его с напряжением источника переменной э. д. с. На самом деле анодное напряжение имеет своеобразную несинусоидальную форму. У него амплитуды положительных и отрицательных полуволн резко неодинаковы. Амплитуда положительных полуволн сравнительно невелика. Это объясняется тем, что проходит анодный ток и бо́льшая часть напряжения источника падает на нагрузочном сопротивлении R, которое, как правило, значительно пре-

вышает внутреннее сопротивление диода. В этом случае очевидно, можно написать:

$$u_{\text{а.макс}} = E_m - u_{R\,\text{макс}} = E_m - i_{\text{а.макс}} R. \qquad (4\text{-}40)$$

Для кенотронов, работающих в обычных выпрямителях, анодное напряжение во время положительного полупериода бывает порядка нескольких десятков вольт. Например, если источник имеет действующее напряжение $E = 200$ *в*, то $E_m = \sqrt{2}E = 280$ *в*. Возможно, что при этом $u_{\text{а.макс}} = 30$ *в*, и тогда $u_{R\,\text{макс}} = 250$ *в*. При $u_{\text{а}} = 30$ *в* в кенотроне 5Ц4С уже получается анодный ток $i_{\text{а}} = 170 -$ 180 *ма*.

Чем больше сопротивление R, тем больше падение напряжения на нем u_R и тем меньше амплитуда положительной полуволны анодного напряжения.

Если бы напряжение источника (например, 300 *в*) полностью было приложено к диоду, то это означало бы, что на сопротивлении R нет никакого падения напряжения. Но это было бы возможно только при $R = 0$. В кенотронных выпрямителях при этом анодный ток имел бы недопустимо большую величину и кенотрон вышел бы из строя.

При отрицательной полуволне тока нет и падение напряжения на сопротивлении R равно нулю. Все напряжение источника приложено к диоду и является обратным напряжением. Таким образом, максимальное значение обратного напряжения равно амплитуде э. д. с. источника E_m.

Рассмотрим более подробно напряжение, полученное на нагрузочном сопротивлении. Все, что будет показано для него, относится также и к току. Из графика на рис. 4-35,*б* хорошо видно, что выпрямленное напряжение сильно пульсирует, т. е. является совсем не постоянным. Полпериода напряжения совсем нет.

Полезной составной частью такого напряжения является только его постоянная составляющая или среднее значение $U_=$. Как известно из электротехники, среднее значение за полупериод для полусинусоидального импульса с максимальным значением $U_{\text{макс}}$ равно:

$$U_= = \frac{2}{\pi} U_{\text{макс}} = 0{,}636 U_{\text{макс}}. \qquad (4\text{-}41)$$

Так как в течение одного полупериода напряжения совсем нет, то за весь период среднее значение будет вдвое меньшим:

$$U_{=} = 0{,}318 U_{\text{макс}}. \qquad (4\text{-}42)$$

Приближенно можно считать, что $U_{=}$ составляет 30% максимального значения. Это приближение вполне допустимо, если учесть, что действительные импульсы анодного тока отличаются по форме от полусинусоиды из-за нелинейности характеристики диода (площадь импульсов несколько меньше площади полусинусоид). Имея в виду, что падение напряжения на самом диоде, т. е. анодное напряжение на нем, невелико, можно грубо считать $U_{\text{макс}} \approx E_m$ и $U_{=} \approx 0{,}3 E_m$.

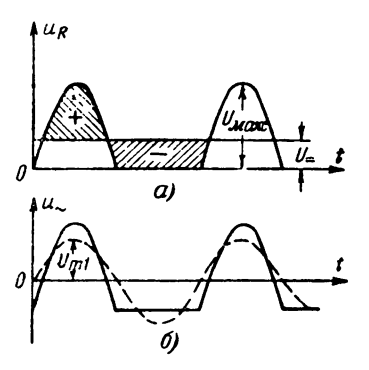


Рис. 4-36. Графики постоянной и переменной составляющих напряжения, выпрямленного с помощью диода.

Вычитая из выпрямленного пульсирующего напряжения величину $U_{=}$, получим переменную составляющую $U_{\sim}$ которая имеет резко несинусоидальную форму. Для этой переменной составляющей нулевой осью является прямая линия, изображающая постоянную составляющую (рис. 4-36,*а*). На рис. 4-36,*а* полуволны переменной составляющей заштрихованы. Как видно, положительная полуволна представляет собой верхние две трети полусинусоиды, а отрицательная полуволна имеет трапециевидную форму. Длительности этих полуволн неодинаковы, но площади их, конечно, равны, так как постоянная составляющая уже выделена.

Переменная составляющая является вредной частью выпрямленного напряжения, и ее следует, по возможности, не допускать в нагрузочное сопротивление. Для уменьшения переменной составляющей или, как говорят, для сглаживания пульсаций выпрямленного напряжения применяют специальные сглаживающие фильтры.

На рис. 4-36,*б* переменная составляющая изображена отдельно. Она состоит из ряда гармоник. Труднее всего уменьшить первую гармонику, которая на рис. 4-36,*б* показана пунктирной синусоидой. Сглаживающие фильтры ра-

ботают тем более эффективно, чем выше частота пульсаций. Поэтому если фильтр в нужной степени ослабляет первую гармонику пульсаций, то вторая, третья и более высокие гармоники подавляются в еще большей степени. А так как они всегда по амплитуде меньше, чем первая гармоника, то практически о борьбе с ними нет недобности заботиться. Важно лишь в достаточной степени подавить первую гармонику, являющуюся «главным врагом».

В рассматриваемой простейшей схеме выпрямителя первая гармоника пульсаций очень велика. Анализ показывает, что ее амплитуда U_{m1} больше полезной постоянной составляющей и равна:

$$U_{m1}=0{,}5U_{\text{макс}}=1{,}57U_{=}. \qquad (4\text{-}43)$$

Принято величину пульсаций оценивать **коэффициентом пульсаций** p, который равен отношению амплитуды первой гармоники переменной составляющей к постоянной составляющей. В данном случае

$$p=\frac{U_{m1}}{U_{=}}=1{,}57. \qquad (4\text{-}44)$$

Выпрямленное напряжение с таким большим коэффициентом пульсаций непригодно для практических целей. Некоторое уменьшение пульсаций достигается применением более сложных выпрямительных схем, но с помощью сглаживающих фильтров можно уменьшить пульсации и в однофазной однотактной схеме.

Простейшим и весьма эффективным методом сглаживания пульсаций является применение конденсатора, шунтирующего сопротивление нагрузки R (см. рис. 4-34,*б*). Этот метод широко распространен, и его следует рассмотреть, так как включение конденсатора существенно изменяет условия работы диода.

Конденсатор хорошо сглаживает пульсации, если его емкость достаточно велика, так что выполняется условие

$$\frac{1}{\omega C}\ll R. \qquad (4\text{-}45)$$

Для рассмотрения работы схемы на рис. 4-34,*б* следует учитывать, что сопротивление нагрузки практически всегда значительно больше внутреннего сопротивления диода: $R\gg R_i$.

Во время некоторой части положительного полупериода, когда анодное напряжение положительно, через диод проходит ток, заряжающий конденсатор до напряжения, приближающегося к величине E_m. А в тот промежуток времени, когда ток через диод не проходит, конденсатор разряжается на сопротивление R и поддерживает на нем напряжение, которое постепенно снижается. В каждый следующий положительный полупериод конденсатор подзаряжается и напряжение на нем снова возрастает.

Заряд конденсатора через сравнительно малое сопротивление диода происходит быстро. Разряд на большое сопротивление нагрузки совершается гораздо медленнее. Вследствие этого напряжение на конденсаторе и включенном параллельно ему сопротивлении нагрузки пульсирует незначительно. Важно также, что конденсатор резко повышает постоянную составляющую выпрямленного напряжения. При отсутствии конденсатора $U_= \approx 0{,}3U_{\text{макс}} \approx 0{,}3E_m$, а при наличии конденсатора достаточно большой емкости $U_=$ приближается к величине E_m и практически может быть порядка $(0{,}8 \div 0{,}95)\,E_m$ и даже выше. Таким образом, в однофазном однотактном выпрямителе конденсатор повышает выпрямленное постоянное напряжение примерно в 3 раза.

Чем больше емкость C и сопротивление нагрузки R, тем медленнее разряжается конденсатор, тем меньше получаются пульсации и тем ближе $U_=$ к амплитуде э. д. с. E_m. Если сопротивление нагрузки вообще отключить (режим холостого хода, или $R = \infty$), то на конденсаторе получается идеально постоянное напряжение без всяких пульсаций, равное E_m.

Процессы в выпрямителе с конденсатором, сглаживающим пульсации, можно пояснить с помощью следующей аналогии. Представим себе, что некоторому потребителю надо подавать по трубе газ с постоянным давлением, чтобы поток газа был равномерным. Но имеющийся нагнетательный насос с двигателем может накачивать газ только толчками (импульсами), так как во время хода поршня в одну сторону газ всасывается в насос, а к потребителю он перегоняется лишь во время обратного хода. Работа такого насоса аналогична выпрямителю без конденсатора, причем двигатель, придающий поршню движение то в одну, то в другую сторону, подобен источнику переменной э. д. с., а клапаны насоса выполняют роль диода. Если те-

перь между насосом и потребителем поставить большой резервуар, то можно накачать в него газ, который будет там находиться под повышенным давлением. Из этого резервуара газ может подаваться потребителю под почти постоянным давлением. Величина давления будет лишь незначительно пульсировать, так как насос все время толчками подкачивает газ в резервуар и тем самым поддерживает в нем среднее давление на одном и том же уровне. Очевидно, что резервуар подобен конденсатору. Чем больше его емкость и чем слабее поток газа, идущий к потребителю, тем меньше пульсации давления.

Напряжение, получающееся на конденсаторе, приложено плюсом к катоду и минусом к аноду. Поэтому анодное напряжение на диоде равно разности э. д. с. источника и напряжения конденсатора:

$$u_а = e - u_C. \qquad (4\text{-}46)$$

Так как u_C по величине близко к E_m, то $u_а$ становится положительным только в течение сравнительно небольшой части положительного полупериода, когда э. д. с. e превышает u_C (вблизи амплитудного значения E_m). Только в эти небольшие промежутки времени через диод проходит анодный ток в виде импульсов, подзаряжающих конденсатор. Всю остальную часть периода $u_а$ отрицательно, ток анода отсутствует и происходит разряд конденсатора на сопротивление R.

Для работы диода существенной является большая величина импульсов анодного тока при работе с конденсатором. Эти импульсы не должны превосходить максимально допустимый ток $I_{макс}$ данного диода. Импульсы тока особенно велики при включении выпрямителя, когда конденсатор еще совсем не заряжен. Чтобы такие импульсы не вызывали разрушения катода, иногда даже в анодную цепь диода включают небольшое ограничительное сопротивление.

Максимальное обратное напряжение на диоде получается в момент отрицательной амплитудной фазы э. д. с., когда $e = -E_m$. Поскольку на конденсаторе напряжение также близко к E_m, то наибольшее обратное напряжение близко к величине $2E_m$. При размыкании цепи нагрузки, т. е. при холостом ходе, обратное напряжение точно равно $2E_m$. Поэтому подбор диода по максимально допу-

стимому обратному напряжению $U_{обр.макс}$ делают так, чтобы выполнялось условие

$$U_{обр.макс} \geqslant 2E_m. \tag{4-47}$$

Таким образом, применение конденсатора имеет тот недостаток, что обратное напряжение возрастает вдвое по сравнению с его величиной при отсутствии конденсатора.[1]

Если нужно получить весьма малые пульсации или если сопротивление R мало, то емкость конденсатора должна быть чрезмерно большой, т. е. сглаживание пульсаций с помощью одного конденсатора практически осуществить нельзя. Тогда включают дополнительный сглаживающий фильтр, состоящий из дросселя с большим индуктивным сопротивлением и еще одного конденсатора.

В заключение следует отметить, что для диода, работающего в выпрямителе, весьма опасным является короткое замыкание нагрузочного сопротивления, которое, в частности, получается в случае пробоя конденсатора. Тогда все напряжение источника будет приложено к диоду и анодный ток возрастет до недопустимо большой величины. Могут произойти перегрев катода и его разрушение, часто сопровождающееся искрением. Анод лампы также перегревается. Нередко при этом ухудшается вакуум за счет сильного выделения газов из перегретых электродов. В лампе возникает сильная ионизация, обнаруживаемая по свечению газа. Положительные ионы с большой силой бомбардируют катод, способствуя перегреву и разрушению его активного слоя.

4-10. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ И КОНСТРУКЦИИ ДИОДОВ

Маломощные диоды, предназначенные для детектирования, как правило, выпускаются с катодами косвенного накала. Они имеют электроды небольшого размера, рассчитаны на малые анодные токи, малую допустимую мощность потерь на аноде и сравнительно невысокое обратное напряжение. Более мощные диоды (кенотроны) служат для выпрямления переменного тока сети. Они выпускаются с катодами как прямого, так и косвенного накала.

Помимо обычных диодов с одним анодом, широкое применение имеют двойные диоды, представляющие собой два диода, смонтированных в одном баллоне. Кенотроны такого типа называют двуханодными.

[1] Это не относится ко всем выпрямительным схемам.

По существующей у нас системе (ГОСТ 5461-56) приемно-усилительные лампы, к которым относятся детекторные диоды и кенотроны небольшой мощности, имеют обозначения, состоящие из четырех элементов. Первый элемент — число, показывающее округленное до целого числа вольт напряжение накала. Второй элемент — буква, показывающая тип лампы. Одинарные диоды имеют букву Д, двойные диоды — Х, кенотроны — Ц (независимо от числа анодов).

Третий элемент — число, указывающее порядковый номер типа прибора с одинаковыми остальными элементами обозначения.

Четвертый элемент — буква, указывающая на конструктивное оформление. Лампы в металлическом баллоне не имеют вообще этой буквы; лампы в стеклянном баллоне нормальных размеров имеют букву С; в баллоне уменьшенных размеров (так называемые пальчиковые) — П; миниатюрные лампы диаметром 10 *мм* — Б, диаметром 6 *мм*—А; лампы типа «желудь» (малых размеров, специально для ультракоротких волн) — Ж; лампы с так называемым замковым цоколем, устраняющим возможность выпадания лампы из гнезда при тряске, имеют букву Л.

Для мощных кенотронов первый элемент обозначения— буква В, второй элемент — порядковый номер типа прибора, третий элемент — тире, четвертый элемент — дробь, в которой числитель показывает максимально допустимый выпрямленный ток в амперах, а знаменатель — максимально допустимое обратное напряжение в киловольтах.

На рис. 4-37 показаны схематические изображения диодов различных типов.

Одинарные диоды могут быть трех типов. Диод с катодом прямого накала (рис. 4-37,*а*) имеет наиболее простое устройство. К таким диодам относятся высоковольтные кенотроны 1Ц1С и 1Ц7С, а также большинство мощных кенотронов, например В1-0,1/30, В1-0,03/13, В1-0,02/20 и многие другие. У диодов с катодом косвенного накала вывод от катода делается иногда общим с одним из выводов нити (рис. 4-37,*б*). Примером являются кенотроны 30Ц1М* и 2Ц2С. С отдельным выводом от катода (рис. 4-37,*в*) выпускаются детекторные диоды 6Д4Ж и 6Д6А.

Двойными диодами с катодом прямого накала (рис. 4-37,*г*) являются двуханодные кенотроны 5Ц3С и

* Этот кенотрон является устаревшим. По старой системе обозначений буква М указывала на стеклянный баллон уменьшенного размера.

ВО-188 (последний относится к старым типам, но иногда еще применяется). Схематические изображения на рис. 4-37,*г* и следующих рисунках даны упрощенно. На самом деле двойные диоды почти всегда имеют две отдельные нити накала, соединенные внутри лампы параллельно или последовательно. Поэтому более точно следует двуханодный кенотрон, показанный на рис. 4-37,*г*, изображать так, как это сделано на рис. 4-38. На рис. 4-37,*д* показан двуханодный кенотрон с катодом косвенного накала. В таких кенотронах имеются два отдельных катода, но вывод от них

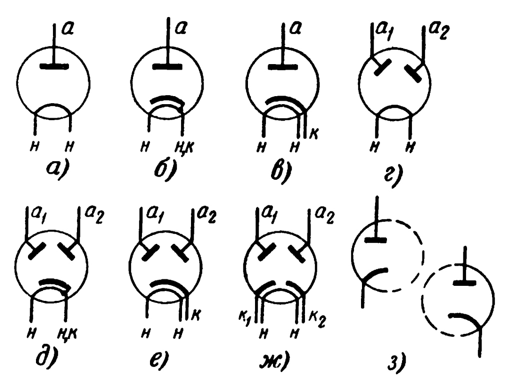


Рис. 4-37. Схематическое изображение диодов различных типов.

сделан общий, соединенный с одним из выводов нити. По такой схеме построен кенотрон 5Ц4С. Возможен общий вывод от катодов, сделанный отдельно от нити (рис. 4-37,*е*). Подобный вариант встречается в кенотронах 6Ц4П и 6Ц5С.

Наиболее универсальные двойные диоды имеют отдельные самостоятельные выводы от катодов (рис. 4-37,*ж*). Такими лампами являются детекторные диоды 6Х6С и 6Х2П, а также кенотрон 30Ц6С. У детекторных ламп между отдельными диодами ставится металлический экран для устранения паразитной емкостной связи между цепями обоих диодов. От экрана делается вывод, но на упрощенном схематическом изображении его обычно не показывают. Двойные диоды с самостоятельными выводами от катодов нередко используются в двух совершенно различных частях какой-либо сложной схемы. В таких случаях на схеме показывают в соответствующих местах половинки лампы (рис. 4-37,*з*). Этот прием упрощает вычерчивание и чте-

ние схем. Устраняется необходимость вести длинные многократно пересекающиеся провода.

Рассмотренные варианты электрических схем и устройства диодов встречаются и в более сложных лампах.

Познакомимся теперь с конструктивными особенностями современных ламп.

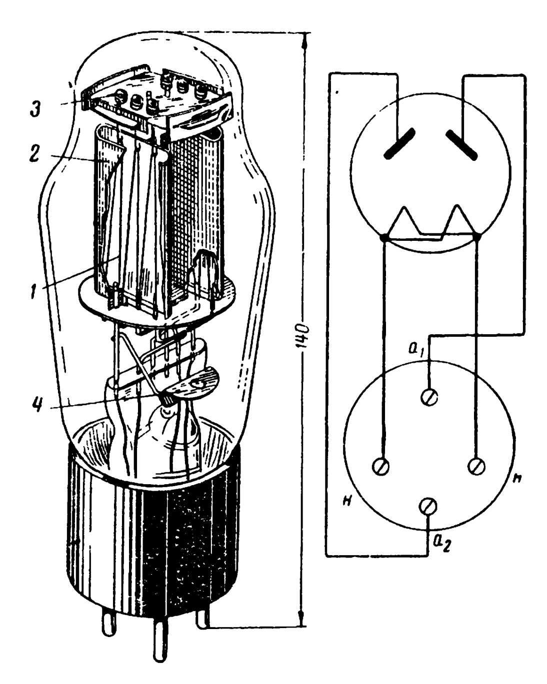


Рис. 4-38. Устройство и схема цоколевки двуханодного кенотрона ВО-188.

1 — катод; 2 — анод; 3 — пружинные держатели катода; 4 — пластинка с геттером.

Размеры баллона лампы зависят от ее мощности. В более мощных лампах получается более сильное тепловое излучение от электродов. Тепловые лучи частично проходят сквозь баллон, если он прозрачный, но часть их энергии поглощается стеклом, которое нагревается. Особенно сильно разогревается непрозрачный баллон, например покрытый слоем геттера, так как он поглощает всю энергию тепловых лучей. Чтобы температура баллона не стала недопустимо высокой, приходится увеличивать его поверх-

ность. Тогда энергия тепловых лучей, падающих на каждый квадратный сантиметр поверхности баллона, уменьшается.

Существует несколько различных конструкций ламп На рис. 4-38 показано устройство кенотрона ВО-188 со стеклянным баллоном, являющегося представителем ламп более старого типа. Однако подобная конструкция широко встречается и у многих новых ламп. У таких ламп электроды укрепляются на стеклянной ножке, которая представляет собой стеклянную трубку, сплющенную на одном конце (рис. 4-39). В эту сплющенную часть впаяны проволочки из металла, имеющего одинаковый температурный коэффициент расширения со стеклом. Для впаев в стекло в различных лампах применяются такие металлы, как платинит (сплав никеля с железом, покрытый слоем меди и закиси меди), молибден, вольфрам, высокохромистая сталь (феррохром), сплавы никеля с кобальтом и железом, носящие название «фернико» и «ковар».

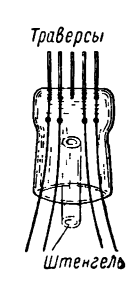


Рис. 4-39. Стеклянная ножка для крепления электродов лампы.

Проволочки, впаянные в стекло, одними своими концами приварены к более толстым проволокам из никеля, молибдена или вольфрама, которые служат для крепления электродов и называются траверсами (рис. 4-39). Другие концы выводных проволочек приварены к медным проводникам, идущим внутри ножки к контактным штырькам цоколя. Через ножку лампы проходит также стеклянная трубочка для откачки воздуха из баллона, называемая штенгелем, которая после откачки запаивается. В некоторых лампах откачку производят через так называемый «сосок» на баллоне.

Крепление электродов в лампах старого типа производилось только с помощью траверс, впаянных в ножку. Это приводило к тому, что от толчков и сотрясений, например при транспортировке, траверсы изгибались и электроды замыкались друг с другом или менялось расстояние между ними, в результате чего менялись характеристики и параметры лампы. Теперь траверсы крепятся выше и ниже электродов в специальных слюдяных пластинках, благодаря чему сохраняется строго определенное расстояние между электродами. Верхняя слюдяная пластинка плотно входит в баллон, обеспечивая неизменное и прочное располо-

жение электродов. Такая конструкция дает малое отклонение параметров от нормальных величин.

Цоколи ламп с контактными штырьками, к которым присоединены выводы от электродов, бывают различных видов. У стеклянных ламп более старого типа применяется четырехштырьковый цоколь, в котором несимметрично расположены четыре штырька. На рис. 4-38 показана цоколевка, т. е. схема подключения к цоколю электродов, двуханодного кенотрона ВО-188. К наиболее удаленному штырьку присоединен один анод, против него находится штырек второго анода, а остальные два штырька соединены с нитью накала.

Многие стеклянные и металлические лампы более нового типа имеют восьмиштырьковый (октальный) цоколь. В нем штырьки расположены по вершинам правильного восьмиугольника, а в центре находится более длинный и толстый направляющий штырек — ключ — из изоляционного материала, имеющий специальный выступ, обеспечивающий правильную установку лампы в гнезде. Внутри ключа располагается запаянная часть штенгеля. Для примера на рис. 4-40,*а* показаны цоколевка двойного диода 6Х6С и его внешний вид.

Чтобы различать штырьки, их принято нумеровать в порядке, указанном на рис. 4-40,*а*. У ряда ламп нить накала выводится на штырьки *2* и *7*, катод — на штырек *8*. Металлический баллон или металлический экран, имеющийся внутри некоторых ламп, соединен обычно со штырьком *1*. Анод часто соединяется со штырьком *3*. Однако во многих новейших лампах электроды соединяются со штырьками в ином порядке. Поэтому в каждом отдельном случае надо руководствоваться цоколевкой данной лампы, приведенной в справочнике. Штырьки, не соединенные с электродами, на цоколе обычно отсутствуют. Например, у лампы 6Х6С нет штырька *6*. Однако если рабочих штырьков мало, то иногда в цоколе оставляют некоторые холостые штырьки для того, чтобы лампа более устойчиво стояла в гнезде.

Кенотроны, предназначенные для напряжений не более нескольких сотен вольт, имеют выводы от всех электродов на цоколь. Для примера на рис. 4-40,*б* показаны внешний вид и цоколевка широко распространенного двуханодного кенотрона 5Ц4С. У кенотронов, рассчитанных на выпрямление напряжений порядка тысяч вольт, нельзя располагать выводы анода и катода близко друг к другу, так как это может привести к пробою изоляции между ними. Анод

таких кенотронов выводится на специальный контакт наверху баллона. Внешний вид и цоколевка высоковольтных кенотронов 1Ц1С и 2Ц2С показаны на рис. 4-41. Обращает на себя внимание своеобразная форма анода у кенотрона 1Ц1С.

Металлические лампы по сравнению со стеклянными имеют следующие преимущества: меньшие размеры, бóльшую прочность, большее постоянство параметров и меньшее отклонение их от норм, хорошую экранировку от влияния внешних электрических и магнитных полей, так как экраном служит сам баллон лампы. Недостатком их яв-

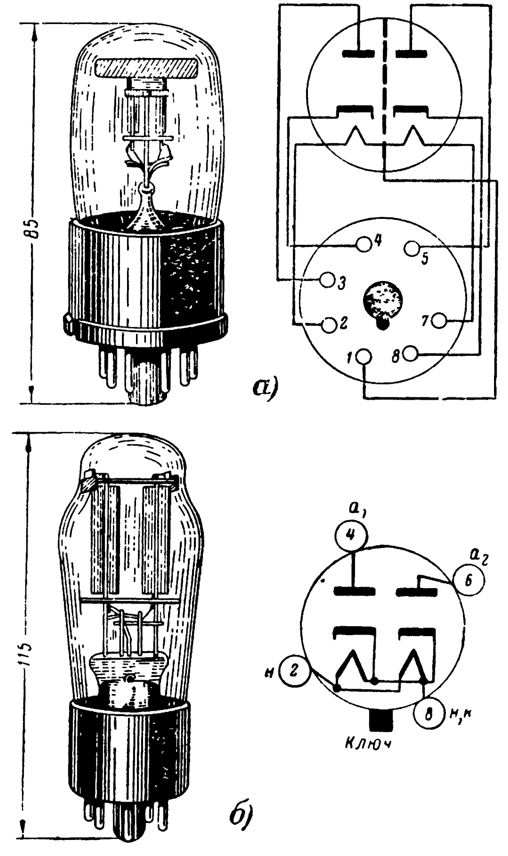


Рис. 4-40. Внешний вид и цоколевка двойного диода 6Х6С (*а*) и двуханодного кенотрона 5Ц4С (*б*) (в разных масштабах)

ляется худшая теплоотдача, в результате чего даже у ламп средней мощности баллон очень сильно нагревается. Кроме того, в металлических лампах имеется больше спаев металла со стеклом, через которые иногда в баллон проникает воздух. Поэтому в настоящее время металлические лампы делаются только маломощными.

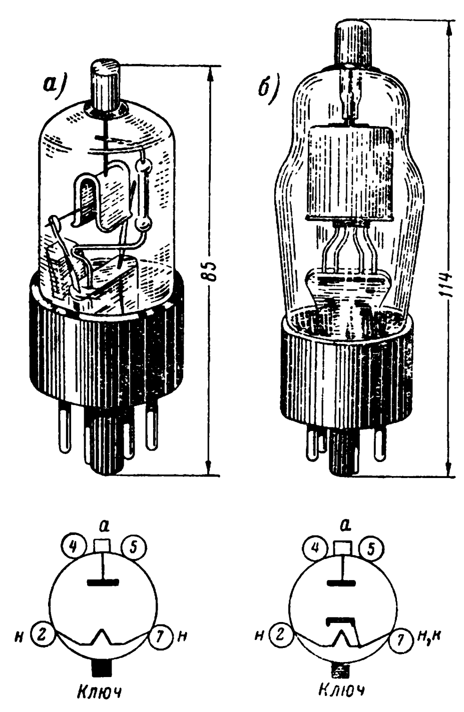


Рис. 4-41. Внешний вид и цоколевка высоковольтных кенотронов 1Ц1С (*а*) и 2Ц2С (*б*).

Баллон металлических ламп изготовляется из стали. Провода от электродов выводятся к контактным штырькам цоколя двумя способами. По старому способу к нижней части баллона приваривался стальной диск со штенгелем и отверстиями, в которые были вварены втулки из ферниско. В эти втулки впаяны капли стекла (бусинки) с выводными проводниками и траверсами электродов (рис. 4-42,*а*).

По второму способу делают сплошное стеклянное донышко со стеклянным же штенгелем. Оно заштамповано в кольцо из фернико, сваренное со стальным кольцом, ко-

торое в свою очередь приваривается к баллону. Траверсы и выводы впаяны в стеклянное донышко (рис. 4-42,*б*).

Внешний вид металлического двойного диода 6Х6 показан на рис. 4-42,*в*.

Специально для работы на очень высоких частотах (до 300—600 *Мгц*) делаются лампы типа «желудь». Они имеют электроды малого размера, так как на этих частотах необходимо иметь минимальные междуэлектродные емкости. Расстояние между электродами также сделано весьма малым, чтобы уменьшить время пролета электронов от катода к аноду. Для хорошей работы лампы важно, чтобы вре-

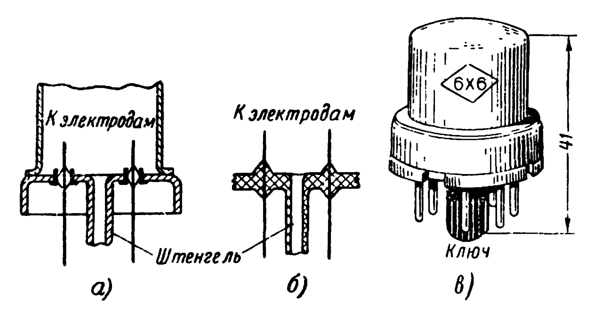
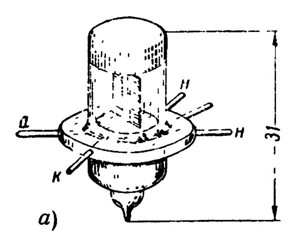


Рис. 4-42. Две различные конструкции выводов от электродов у металлических ламп (*а* и *б*) и внешний вид металлического двойного диода 6Х6 (*в*).

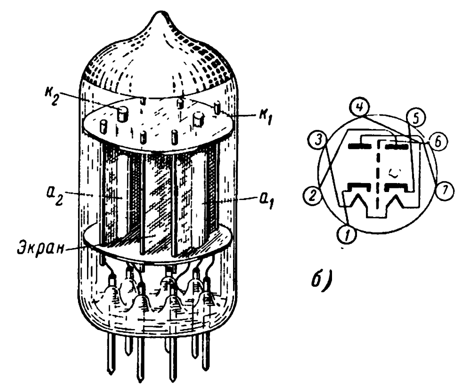
мя пролета электронов было значительно меньше периода колебаний, который на сверхвысоких частотах очень мал. Выводы от электродов в лампах типа «желудь» сделаны в разные стороны через стекло баллона короткими прямыми проводниками. На рис. 4-43,*а* показан внешний вид диода 6Д4Ж.

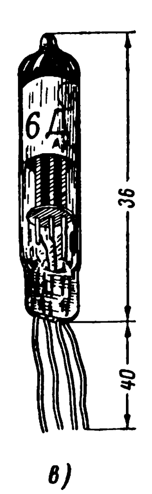
Пальчиковые лампы представляют собой стеклянные лампы малых размеров без цоколя. Некоторые из них могут работать на частотах до 200 *Мгц*. В таких лампах выводы от электродов сделаны в виде семи или девяти заостренных проводников, впаянных в утолщенное стеклянное основание лампы, называемое плоской ножкой. Эти выводные проводники служат вместе с тем контактными штырьками. Внешний вид и цоколевка пальчикового двойного диода 6Х2П показаны на рис. 4-43,*б*.

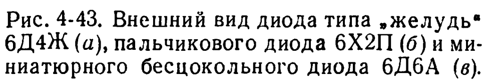
Миниатюрные бесцокольные лампы, представителем которых является диод 6Д6А (рис. 4-43,*в*), имеют выводы от электродов, сделанные гибким луженым проводом тол-



щиной 0,4 *мм*. Они расположены в ряд вдоль ножки лампы. На баллон наклеена бумажная полоска с названием лампы и указанием расположения выводов. Кроме того, у одного края ножки лампы находится цветная метка, от которой ведут отсчет расположения выводов.






Рис. 4-43. Внешний вид диода типа „желудь" 6Д4Ж (*а*), пальчикового диода 6Х2П (*б*) и миниатюрного бесцокольного диода 6Д6А (*в*).

Описанные принципы устройства и конструктивного оформления диодов различных типов остаются в силе и для более сложных ламп. Некоторые особые типы диодов, предназначенных специально для сверхвысоких частот, будут рассмотрены в гл. 12.

———

ГЛАВА ПЯТАЯ

КАТОДЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

5-1. ПАРАМЕТРЫ КАТОДОВ

Катод является основным электродом в каждом электронном приборе. В этом параграфе мы рассмотрим накаливаемые катоды, дающие термоэлектронную эмиссию (термокатоды).

К этим катодам обычно предъявляют ряд требований.

Прежде всего катод должен давать эмиссию нужной величины при возможно меньшей затрате энергии на накал. Иначе говоря, катод должен быть экономичным. Весьма важно, чтобы катод был долговечным, т. е. чтобы срок его нормальной службы был достаточно большим. И, наконец, необходимо иметь устойчивую (стабильную) эмиссию катода.

Принято характеризовать катоды некоторыми величинами (параметрами). Часть из них нам уже известна; это — напряжение накала $U_н$, ток накала $I_н$ и удельная эмиссия j_e. Удельная эмиссия современных катодов в режиме непрерывной работы обычно бывает порядка десятых долей ампера на квадратный сантиметр. Иногда также важно знать сопротивление нити накала $R_н$ и мощность, расходуемую на накал, $P_н$. Эти величины легко определяются, если известны $U_н$ и $I_н$:

$$R_н = \frac{U_н}{I_н} \text{ и } P_н = U_н I_н.$$

Следует напомнить, что сопротивление нити в нагретом состоянии значительно больше, нежели в холодном.

Важной величиной, характеризующей экономичность катода, является так называемая эффективность

катода *H*. Она показывает величину тока эмиссии, приходящегося на 1 *вт* мощности накала:

$$H = \frac{I_e}{P_н}.$$

Обычно *H* выражают в миллиамперах на ватт (*ма/вт*). У современных катодов величина *H* может быть от единиц до сотен миллиампер на ватт (в режиме непрерывной работы).

К параметрам катода относятся также рабочая температура *T*, выражаемая обычно в градусах абсолютной шкалы, и долговечность катода *t* (в часах), называемая иначе нормальным сроком службы. Рабочая температура у разных катодов бывает примерно 700—2 600° К.

По существующим нормам долговечность катода определяется не «перегоранием» нити, а тем сроком, по истечении которого эмиссия уменьшится на определенную величину (обычно принимают уменьшение эмиссии на 10, а иногда на 20%). Таким образом, после нормального срока службы катод может еще работать долгое время, но с пониженной эмиссионной способностью. Поэтому лампы, отслужившие нормальный срок службы, во многих случаях заменяют новыми. Но разумеется, что эти лампы с пониженной эмиссией катода можно еще с успехом использовать в различных менее ответственных случаях, например в аппаратуре учебного назначения и для многих других целей.

Основные параметры катода j_e, *H*, *T* и *t* связаны друг с другом. Если, например, увеличить рабочую температуру, то повышаются удельная эмиссия и эффективность катода, но зато снижается долговечность.

В зависимости от поставленной задачи катоды могут работать в разных режимах. Если главной задачей является получение возможно большей эмиссии, то нередко устанавливают накал, соответствующий несколько повышенной температуре. Конечно, при этом сокращается срок службы катода. То же делают и в особых случаях, когда не нужен значительный срок службы катода.

Если же требуется обеспечить возможно больший срок службы катода, то нормальный накал должен соответствовать несколько пониженной температуре. При этом полу-

чается проигрыш в эмиссии и эффективности. Долговечность катодов у ламп различных типов обычно бывает от сотен до тысяч часов.

5-2. КАТОДЫ ПРЯМОГО НАКАЛА

Катоды прямого накала представляют собой нить из проволоки круглого или прямоугольного сечения. Толщина нити бывает от 0,01 *мм* у самых маломощных ламп до 1—2 *мм* у мощных ламп. Короткие нити имеют форму прямой линии. Более длинные нити обычно изгибаются в виде ломаной линии. В ионных приборах нередко нить имеет форму соленоида. Мощные катоды этих приборов

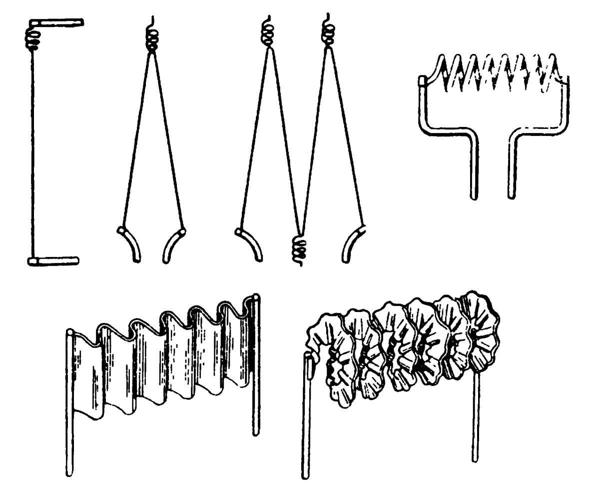


Рис. 5-1. Различные типы катодов прямого накала.

делаются из ленты, изогнутой в виде «гармошки» или по винтовой линии (на ребро). На рис. 5-1 показаны некоторые типичные конструкции катодов прямого накала электронных и ионных приборов.

К достоинствам катодов прямого накала следует отнести простоту устройства и возможность изготовления таких катодов для самых маломощных ламп в виде очень тонких нитей, рассчитанных на малый ток накала. Например, существуют подобные лампы с током накала порядка 15 *ма* и даже меньше. Катоды прямого накала применяются обычно в лампах, работающих в аппаратуре,

питаемой от сухих батарей или аккумуляторов (сельские радиоприемники, маломощные переносные и передвижные радиостанции и т. д.) так как в этих случаях важна экономия энергии источников тока.

Катод в виде тонкой нити после включения накала быстро разогревается (время разогрева менее 1 *сек*), что весьма удобно. Большим недостатком катодов прямого накала является возникновение паразитных пульсаций анодного тока при питании накала переменным током. Если, например, ток накала имеет частоту 50 *гц*, то в анодном токе появятся пульсации с частотой 50, 100, 150 *гц* и т. д. Эти пульсации создают большие помехи, искажая и заглушая полезные сигналы. При слуховом приеме полезных сигналов пульсации от питания накала переменным током проявляют себя в виде характерного гудения, называемого «фоном переменного тока».

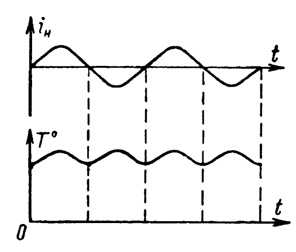


Рис. 5-2. Пульсации температуры катода прямого накала при питании его переменным током.

Имеется несколько причин, вызывающих такие вредные пульсации.

У катодов в виде сравнительно тонких нитей возникает пульсация температуры, так как масса и теплоемкость этих катодов малы. Когда ток достигает амплитудного значения, температура наивысшая, а при переходе тока через нулевое значение температура наиболее низкая (рис. 5-2). Частота пульсаций температуры равна удвоенной частоте тока накала. С такой же удвоенной частотой пульсирует эмиссия катода, а вместе с ней и величина анодного тока.

У более мощных катодов, имеющих значительную массу, это явление мало заметно.

Второй причиной возникновения фона переменного тока является неэквипотенциальность катода. Разные точки катода прямого накала имеют разные потенциалы, и анодное напряжение для этих точек также получается различным. Вследствие этого при питании нити переменным током анодное напряжение меняется (пульсирует) с частотой тока накала, а следовательно, возникает пульсация и в анодном токе.

Для примера на схеме на рис. 5-3,*а* показан случай, когда напряжение накала равно 5 *в*, а анод имеет относи-

тельно точки общего минуса потенциал +100 *в*. Амплитудное значение напряжения накала, очевидно, равно $\sqrt{2}\cdot 5 \approx$ ≈ 7 *в*. Если потенциал правого заземленного конца нити принять за нуль, то на левом конце потенциал будет изменяться в пределах от —7 до +7 *в*. Другие точки нити имеют некоторые промежуточные потенциалы. Например, у средней точки нити потенциал ±3,5 *в*. Анодное напряжение в этом случае постоянно и равно 100 *в* только для правого конца нити, а для левого конца оно изменяется на ±7 *в*, т. е. колеблется от 93 до 107 *в*. Для других точек катода анодное напряжение также меняется, но с меньшей

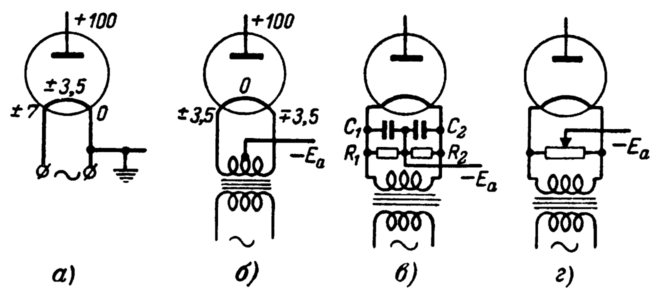


Рис. 5-3. Изменение потенциала различных точек катода прямого накала при питании его переменным током (*а*) и вывод средней точки цепи накала для уменьшения пульсаций анодного тока (*б*, *в* и *г*).

амплитудой. Например, для средней точки оно колеблется на ±3,5 *в*, т. е. от 96,5 до 103,5 *в*.

С целью уменьшения пульсаций анодного тока от неэквипотенциальности катода иногда присоединяют минус анодного источника к средней точке обмотки трансформатора накала (рис. 5-3,*б*).

В этой схеме средняя точка катода имеет нулевой потенциал, а у крайних точек потенциалы изменяются соответственно в пределах ±3,5 и ∓ 3,5 *в*, т. е. в противофазе. Также в противофазе изменяются и анодные напряжения. Если у левого конца анодное напряжение уменьшится до 100—3,5=96,5 *в*, то для правого конца оно увеличится до 100—(—3,5)=103,5 *в*. Подобно этому меняются анодные напряжения для любых двух точек катода, расположенных симметрично относительно средней точки. Таким образом, если для одной половины катода анодный ток увеличивается, то для другой половины он уменьшается. В результате пульсации анодного тока, идущего с одной половины

катода, компенсируются противоположными по фазе пульсациями анодного тока второй половины. Полной компенсации все же не происходит, так как из-за нелинейности характеристики лампы увеличение и уменьшение анодного напряжения на одну и ту же величину (например, на 3,5 *в*) не дает одинаковых изменений анодного тока. Кроме того, половины катода всегда несколько различны по величине эмиссии.

Если обмотка трансформатора не имеет средней точки, то ее создают искусственно с помощью двух одинаковых сопротивлений R_1 и R_2 (рис. 5-3,*в*), которые берутся такой величины, чтобы потребляемый ими ток был много меньше тока накала. Однако R_1 и R_2 не должны быть большими, чтобы на них не терялась значительная часть напряжения анодного источника. Шунтирующие конденсаторы C_1 и C_2 ставятся для пропускания переменной составляющей анодного тока.

Чтобы скомпенсировать неодинаковость двух половин катода, вместо сопротивлений R_1 и R_2 применяют потенциометр (рис. 5-3,*г*) и устанавливают его ползунок на минимум фона.

Еще одной причиной фона является магнитное поле тока накала, которое искривляет траектории электронов. При переменном токе накала магнитное поле также переменно и вызывает пульсацию анодного тока. В мощных лампах с большим током накала это влияние особенно сильно.

Недостатком катодов прямого накала в виде тонких нитей также является микрофонный эффект. Он состоит в том, что анодный ток пульсирует при механических сотрясениях лампы. Всякие внешние толчки приводят тонкую нить в состояние вибрации. При этом изменяется расстояние между нитью и другими электродами, что и приводит к пульсациям анодного тока.

При слуховом приеме полезных сигналов пульсации от микрофонного эффекта проявляют себя в виде характерного звона, переходящего иногда в сплошной воющий звук. В приемниках и усилителях с большим усилением малейшее сотрясение лампы дает это неприятное явление. За счет микрофонного эффекта нередко возникает так называемая акустическая генерация. В этом случае звуковые волны от громкоговорителя создают механические колебания лампы и вызывают в ней колебания анодного тока, которые после усиления попадают в громкоговоритель.

Возникшие от этого звуковые волны снова раскачивают лампу и поддерживают колебания. Получается генерирование незатухающих колебаний в виде непрерывного тона, заглушающего полезные сигналы.

Для борьбы с микрофонным эффектом ламповые панели укрепляются на резине или пружинах и включаются в схему с помощью мягких гибких проводов.

У более мощных ламп с толстыми катодами микрофонный эффект незначителен.

5-3. КАТОДЫ КОСВЕННОГО НАКАЛА

В современных электронных и ионных приборах большое применение имеют катоды косвенного накала (подогревные). Эти катоды предложил в 1921 г. акад. А. А. Чернышев специально для того, чтобы можно было их накаливать переменным током. Наиболее часто встречается катод косвенного накала в виде никелевой трубки с оксидным слоем, внутрь которой вставлена вольфрамовая нить накала (подогреватель), свернутая петлей (рис. 5-4,*а*). Для изоляции от катода нить покрывается слоем керамической массы, приготовляемой из окиси алюминия и называемой а л у н д о м. Если нить имеет значительную длину, то ее изгибают несколько раз или скручивают по винтовой линии. В некоторых лампах катод сделан из листового никеля в виде невысокого цилиндра с верхним основанием (рис. 5-4,*б*). Это основание покрыто оксидом. Внутри цилиндра находится вольфрамовая нить с алундовой изоляцией, имеющая форму петли, свернутой спиралью. Такая конструкция напоминает миниатюрную электрическую плитку. Катоды косвенного накала делаются, как правило, оксидными.

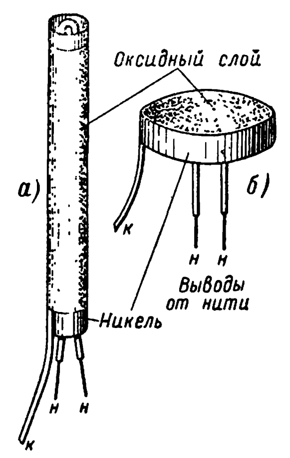


Рис. 5-4. Катоды косвенного накала.

Главным достоинством катодов косвенного накала является почти полное устранение вредных пульсаций при питании переменным током. Колебание температуры практически отсутствует, так как масса, а следовательно, и

теплоемкость у катода косвенного накала значительно больше, нежели у катода прямого накала. Катод косвенного накала обладает большой тепловой инерцией. От момента включения тока накала до полного разогрева катода проходит несколько десятков секунд. Столько же времени нужно и для остывания катода. Поэтому за время четверти периода питающего тока (0,005 *сек* при частоте 50 *гц*) температура катода практически не успевает заметно измениться и эмиссия получается постоянной. Примерный график изменения эмиссии при включении и выключении катода косвенного накала показан на рис. 5-5.

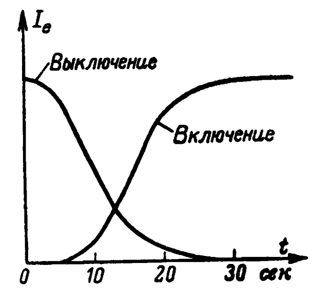


Рис. 5-5. Изменения тока эмиссии при включении и выключении накала у подогревного катода.

Катод косвенного накала является эквипотенциальным. Вдоль него не создается падение напряжения от тока накала. Анодное напряжение для всех точек поверхности катода получается одним и тем же. Оно не пульсирует при колебаниях напряжения накала.

Влияние магнитного поля устранено, потому что токи обеих половинок нити направлены противоположно друг другу (в пространстве). Создаваемые ими магнитные поля также имеют противоположные направления и почти полностью компенсируют друг друга (нить накала является бифиляром). Полной компенсации не получается, так как для этого надо было бы совместить две половинки нити, что невозможно. Практически у поверхности катода магнитное поле оказывается весьма слабым и не вызывает заметных пульсаций электронного потока.

Таким образом, в катодах косвенного накала весьма удачно устранены основные причины, вызывающие «фон» переменного тока.

Следует заметить, что выступающие из катода концы накаленной нити дают небольшую электронную эмиссию. Это явление может быть причиной возникновения слабых пульсаций в анодном токе, поскольку температура и потенциал концов нити меняются. Однако такая пульсация обнаруживается только после большого усиления. Для ее уничтожения на катод подают некоторый постоянный отрицательный потенциал относительно нити. Тогда между

катодом и нитью создается тормозящее поле, отталкивающее электроны, испускаемые нитью накала.

Существенным достоинством катодов косвенного накала является значительное уменьшение микрофонного эффекта. Масса катода сравнительно велика, и поэтому его гораздо труднее привести в состояние колебаний.

По сравнению с катодами прямого накала катоды косвенного накала имеют некоторые недостатки.

Они сложнее по конструкции и имеют меньшую эффективность. Их трудно сконструировать на очень малые токи накала, и поэтому они менее пригодны для маломощных экономичных ламп, рассчитанных на питание от батарей.

Большая тепловая инерция этих катодов создает иногда неудобства. Например, в аппаратуре, которая работает с перерывами и после очередного включения должна сразу же действовать, приходится лампы с катодами косвенного накала держать все время под накалом. А это приводит к лишней затрате энергии и сокращению срока службы ламп. В маломощных переносных радиостанциях с батарейным питанием, предназначенных для двусторонней связи, применение ламп с катодом косвенного накала было бы весьма неудобно. Для экономии энергии источников питания в этом случае надо выключать накал ламп приемника во время работы передатчика, и наоборот. Но тогда после включения накала надо ждать несколько десятков секунд, пока разогреются катоды, а это вызывает значительное замедление связи.

При применении ламп с катодом косвенного накала необходимо учитывать, что алундовая изоляция между катодом и нитью, находясь в накаленном состоянии, не выдерживает высоких напряжений. Наибольшее допустимое напряжение между катодом и нитью ($U_{н.к.макс}$) составляет обычно всего лишь 100 *в*, и лишь для некоторых ламп оно имеет величину 200—300 *в*. Встречаются схемы, в которых катод и нить лампы имеют весьма различные потенциалы. Если разность этих потенциалов превысит величину $U_{н.к.макс}$, указанную для данной лампы, то может произойти пробой изоляции катод—нить. Лампа выходит из строя, и работа схемы прекращается. Опасность пробоя изоляции, конечно, отпадает, если катод соединен с одним из выводов нити (см. рис. 4-37,*б*), так как тогда величина $U_{н.к}$ не превышает амплитудного значения напряжения накала.

5-4. ПРОСТЫЕ КАТОДЫ

Простыми катодами называют катоды из чистых металлов. Они делаются почти исключительно из вольфрама (редко — из тантала) и всегда имеют прямой накал.

Вольфрам представляет собой тугоплавкий металл с температурой плавления около 3 600° К. Рабочая температура вольфрамовых катодов бывает в пределах 2 400—2 600° К, что соответствует светло-желтому или белому накалу. Удельная эмиссия получается порядка 0,2—0,7 *а/см²*, а эффективность — 2—10 *ма/вт*. Меньшие величины соответствуют более низкой температуре. Долговечность этих катодов составляет примерно 500—1 000 *ч*. Она определяется понижением эмиссии за счет уменьшения толщины нити (а, следовательно, и ее поверхности) вследствие интенсивного распыления вольфрама под действием высокой температуры.

Главным достоинством вольфрамового катода является устойчивость его эмиссии. Эту устойчивость следует понимать в широком смысле. При постоянном накале величина эмиссии лишь постепенно снижается в течение всего длительного срока службы катода. А за короткие промежутки времени изменения величины эмиссии практически отсутствуют. После временного, не очень длительного, перекала эмиссия катода не уменьшается. Конечно, сильный перекал опасен, так как нить может расплавиться («перегореть»).

Длительный перекал значительно сокращает долговечность катода. Для вольфрамового катода увеличение напряжения накала всего лишь на 5% уменьшает срок службы в 2 раза. Очевидно, что понижение накала на 5%, наоборот, дает увеличение срока службы вдвое.

Для того чтобы срок службы катода не уменьшался, следует поддерживать постоянным напряжение накала, а не ток накала, т. е. контролировать накал по вольтметру, а не по амперметру. Катод с течением времени становится тоньше, сопротивление его растет, а масса уменьшается. Если ток будет иметь прежнюю величину, то возрастет мощность накала ($I_н^2 R_н$) и наступит перекал. Если же сохранять постоянным напряжение накала, то при увеличенном сопротивлении мощность накала станет меньше. А это и нужно для того, чтобы катод, ставший более тонким, не перекаливался.

Вольфрамовый катод не разрушается и не снижает эмиссии от ударов ионов. Следует заметить, что даже

в высоком вакууме могут возникать положительные ионы, хотя бы и в ничтожно малом количестве. Электрическое поле заставляет их ускоренно лететь к катоду. Чем выше анодное напряжение, тем с большей силой ионы ударяют в катод. Стойкость вольфрамового катода к ионной бомбардировке делает его особенно пригодным для мощных ламп, работающих с высокими анодными напряжениями. Катоды из вольфрама применяются также в специальных электрометрических лампах, в которых очень важно постоянство эмиссии.

Для ламп с вольфрамовым катодом не требуется геттер, и поэтому баллон у них прозрачен. Это объясняется тем, что испаряющиеся частички вольфрама образуют на внутренней поверхности баллона слой, поглощающий газы и постепенно улучшающий вакуум [1].

Основным недостатком вольфрамового катода является низкая эффективность. Из всех катодов он наименее экономичен. Эмиссия у него сравнительно мала. Зато вследствие высокой температуры он дает интенсивное излучение тепловых и световых лучей, на что бесполезно расходуется почти вся мощность накала. Именно этот недостаток послужил толчком к созданию более экономичных сложных катодов.

5-5. СЛОЖНЫЕ (АКТИВИРОВАННЫЕ) КАТОДЫ

Из гл. 3 нам известно, что активирующие примеси или поверхностные слои на чистых металлах значительно уменьшают работу выхода и позволяют получать большую эмиссию при сравнительно невысоких температурах.

Главным достоинством сложных катодов следует считать их экономичность. Они обладают высокой эффективностью: до десятков и даже сотен миллиампер на ватт. Удельная эмиссия у них такого же порядка, как у вольфрамовых катодов (0,1—1,5 *а/см*²). Рабочая температура у наиболее экономичных катодов составляет 700—900° К. Долговечность доходит до нескольких тысяч часов. В отличие от простых катодов долговечность сложных катодов определяется понижением эмиссии не от уменьшения толщины нити, а от частичного испарения активирующих примесей. Некоторые типы сложных катодов способны давать

---

[1] Слой вольфрама в виде незначительного потемнения стекла заметен у поработавших некоторое время ламп (в том числе и у осветительных).

сверхвысокую эмиссию в импульсном режиме, т. е. в течение коротких промежутков времени порядка микросекунд, с последующими значительно более длительными паузами. Импульсная эмиссия характеризуется такими величинами удельной эмиссии, как 5—50 *а/см*^{2}, и эффективностью 10^3—10^4 *ма/вт.*

К недостаткам сложных катодов надо прежде всего отнести невысокую устойчивость эмиссии. Эти катоды более или менее легко теряют эмиссионную способность при временном перекале, что объясняется быстрым испарением активирующих веществ при повышенной температуре. В зависимости от длительности перекала возможна полная или частичная потеря эмиссии.

Величина эмиссии сложных катодов всегда совершает некоторые беспорядочные изменения. Они наблюдаются и у вольфрамового катода, но в ничтожной степени.

Сложные катоды теряют также эмиссию от ионной бомбардировки. Поэтому они меньше подходят для мощных ламп, работающих с высокими анодными напряжениями. Для уменьшения возможности ионизации в лампах со сложными катодами важно иметь очень высокий вакуум и поддерживать его. Обычно это достигается применением геттера, который покрывает часть внутренней поверхности баллона зеркальным или темным слоем. Наличие такого слоя служит признаком сложного катода в лампе.

Рассмотрим более подробно сложные катоды различных видов.

а) *Торированные катоды.* Вольфрамовые нити с примесью тория исторически явились первыми сложными катодами. Они имеют одноатомную пленку тория на поверхности вольфрама и работают при температуре 1 800—1 900° К, что соответствует желтому накалу. Эффективность их составляет 30—50 *ма/вт.* Удельная эмиссия и долговечность такого же порядка, как у вольфрамовых катодов. Торированные катоды легко теряют эмиссию от ионной бомбардировки и очень чувствительны даже к небольшому перекалу, так как пленка тория легко испаряется.

При нормальном накале атомы тория также испаряются с поверхности катода, но медленно и на их место приходят атомы тория из внутренних частей катода. Конечно, при этом постепенно запас тория уменьшается и эмиссия понижается.

Неустойчивость торированных катодов заставила перейти к другим типам сложных катодов. Лишь в некоторых

ионных приборах все время применялись катоды из торированного молибдена (газотроны ВГ-176 и др.). Сравнительно недавно было обнаружено, что торированный катод может давать весьма высокую эмиссию в импульсном режиме. Удалось также несколько улучшить устойчивость эмиссии этого катода, и его стали успешно применять в современных импульсных лампах.

б) *Карбидированные катоды.* Они представляют собой улучшенные торированные катоды, содержащие некоторое количество углерода. Последний, вступая в соединение с вольфрамом, образует на поверхности катода слой так называемого карбида вольфрама. Одноатомная пленка тория на этом слое держится прочнее, чем на чистом вольфраме, и не так легко испаряется. Карбидированные катоды нормально работают при температуре 1 900—2 000° К, имея параметры $j_e = 0{,}7 \div 1{,}5$ *а/см²* и $H = 50 \div 70$ *ма/вт*. Активный слой этих катодов не так легко разрушается от ионной бомбардировки, и поэтому их можно применять в лампах, работающих при анодных напряжениях до 1 500 *в*.

Недостатками карбидированных катодов являются несколько пониженные долговечность (порядка 500—600 *ч*) и механическая прочность нити. Как известно, добавление углерода делает металл более хрупким. Вследствие этого карбидированные катоды нельзя делать в виде очень тонких нитей, так как они были бы весьма непрочными. Карбидированные катоды используются лишь в генераторных лампах средней и большой мощности. Такие катоды имеют толщину нити не менее 0,1—0,15 *мм*, и в них науглероживается поверхностный слой, составляющий не более 30% поперечного сечения.

в) *Оксидные катоды.* Эти катоды являются наиболее распространенными. Мы уже указывали, что катоды косвенного накала делаются, как правило, оксидными. Большое применение получили также оксидные катоды прямого накала. Устройство их состоит в том, что на основание из никеля (реже — из вольфрама) наносится оксидный слой, представляющий собой смесь окислов щелочноземельных металлов бария, кальция, стронция и др. Этот слой белого или серовато-белого цвета хорошо виден на металле катода. Оксидный слой является полупроводником, и поэтому такие катоды часто называют полупроводниковыми, а рассмотренные выше торированные и карбидированные катоды относят к категории пленочных.

Теория работы оксидного катода весьма сложна. Ей посвящены труды многих советских и иностранных ученых. Однако некоторые особенности оксидного катода и происходящие в нем процессы еще до сих пор не имеют вполне удовлетворительного объяснения.

Главную роль в большой эмиссии оксидного катода играют окись бария и металлический барий, а окиси других металлов добавляются для повышения прочности. В результате особой обработки оксидного слоя на его поверхности образуется одноатомная пленка атомов бария, которая значительно уменьшает работу выхода. Рабочая температура оксидного катода находится в пределах 1 000—1 150° К (темно-красный или красный накал), и при этом эффективность получается порядка 50—100 *ма/вт*. Удельная эмиссия составляет 0,15—0,5 *а/см*^{2}. Срок службы доходит до нескольких тысяч часов.

При работе в нормальном режиме происходит испарение атомов бария с поверхности катода, но их убыль восполняется атомами, приходящими из глубины оксидного слоя. Перекал катода вызывает усиленное испарение бария и потерю эмиссии.

Полупроводниковый оксидный слой имеет значительное сопротивление, и поэтому он получает большой дополнительный нагрев от анодного тока. Кроме того, оксидный катод дает большую автоэлектронную эмиссию, что объясняется шероховатостью поверхности оксидного слоя, а также проникновением в его глубину внешнего электрического поля. Вследствие этого при увеличении анодного напряжения переход от режима ограничения к режиму насыщения не сопровождается уменьшением возрастания анодного тока. На характеристике лампы с оксидным катодом трудно и даже невозможно обнаружить переход к режиму насыщения (см. рис. 4-20). Однако чрезмерного роста анодного тока допускать нельзя, так как может произойти либо перегрев катода анодным током с последующей потерей эмиссии, либо перегрев анода от возросшей мощности потерь на аноде. При очень большом анодном токе наблюдается также возникновение в отдельных местах на поверхности катода очагов перегрева в виде ярко светящихся точек. В этих местах происходит интенсивное испарение оксида, сопровождающееся иногда даже вылетанием раскаленных частичек (так называемое искрение катода). Подобное явление тем сильнее, чем больше анодный ток и чем выше анодное напряжение.

Оксидный слой подвержен разрушению от ионной бомбардировки. Это ограничивает его применение при более высоких анодных напряжениях.

Характерная особенность оксидного катода состоит в том, что для него опасен не только перекал, но и недокал, при котором могут возникнуть очаги перегрева. Катод прямого накала при этом нередко «перегорает», так как вблизи одного из очагов перегрева основной металл катода плавится. Получается парадоксальный факт: нить перегорает от недокала!..

Описанное явление довольно сложно и объясняется следующими особенностями оксидного катода:

1. Полупроводниковый оксидный слой имеет отрицательный температурный коэффициент сопротивления, т. е. при повышении температуры его сопротивление уменьшается.

2. Вследствие большого сопротивления оксидного слоя его нагрев значительным анодным током соизмерим с нагревом от тока накала.

3. Оксидный слой неоднороден; различные его участки неодинаковы по толщине, величине сопротивления и эмиссионной способности.

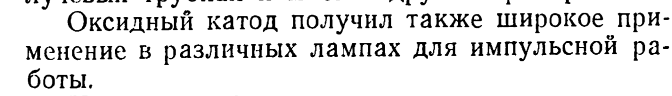
Общий анодный ток распределяется между отдельными участками оксидного слоя так, что в участки, имеющие меньшее сопротивление и бóльшую эмиссионную способность, идут бóльшие доли тока. Это вызывает усиленный нагрев данных участков, уменьшение их сопротивления и увеличение тока в них. Возрастание тока повышает температуру, сопротивление уменьшается, эмиссия увеличивается, ток становится еще бóльшим и т. д. Рассмотренное явление наблюдается именно при недокале и только при большом анодном токе, когда роль тока накала в нагреве катода уменьшается, а зато удельный вес нагрева оксидного слоя анодным током возрастает. Как было указано выше, очаги перегрева возникают и при нормальном накале, если анодный ток чрезмерно велик. И в этом случае, очевидно, возрастает роль нагрева оксида анодным током. Возникновению очагов перегрева во всех случаях также способствует ионная бомбардировка катода.

Следует отметить, что очаги перегрева, разрушающие катод, создаются при недокале не всегда. Но поскольку существует опасность их возникновения, то не следует до-

пускать недокал в лампах с оксидным катодом, особенно при значительных анодных токах.

При правильной эксплуатации с соблюдением нормального режима накала и без перегрузки анодным током оксидный катод работает хорошо и обладает большой долговечностью. Поэтому его широко используют в приемно-усилительных и генераторных лампах малой и средней мощности, в газотронах и тиратронах, в электроннолучевых трубках и многих других приборах.

Оксидный катод получил также широкое применение в различных лампах для импульсной работы.



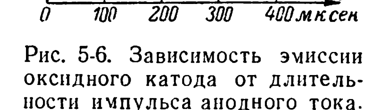


Рис. 5-6. Зависимость эмиссии оксидного катода от длительности импульса анодного тока.

Уже давно было замечено, что в течение коротких промежутков времени, порядка единиц или десятков микросекунд, эмиссия оксидного катода может быть во много раз большей, нежели в режиме непрерывной работы. Такая большая эмиссия получается под действием достаточно сильного внешнего электрического поля. Иначе говоря, импульсная эмиссия представляет собой сочетание электростатической эмиссии с термоэлектронной. Электрическое поле, действуя в течение малого промежутка времени, вырывает из оксидного слоя большое количество электронов. Накал катода способствует такой сверхвысокой эмиссии.

Однако с течением времени величина эмиссии быстро уменьшается, как это наглядно показывает график на рис. 5-6. Принято говорить, не совсем удачно, что кратковременная высокая эмиссия «отравляет» оксидный катод [1]. Чтобы такое «отравление» прошло, надо дать катоду «отдохнуть» достаточное время. Тогда он восстанавливает свою эмиссионную способность и может снова дать в течение короткого времени очень большую эмиссию. Для объяснения «отравления» оксидного катода существует несколько теорий, но ни одна из них не является пока общепризнанной. Наиболее вероятно, что вырывание большого количества электронов из полупроводникового оксидного слоя резко уменьшает его проводимость. А для того чтобы

---

[1] Более правильно говорить об «истощении» или «утомлении» катода.

в этом слое снова появилось достаточное количество электронов проводимости, необходимо некоторое время.

Практически импульсы эмиссионного тока обычно имеют длительность не более 10—20 *мксек*, а паузы между импульсами, в течение которых катод «отдыхает», составляют сотни микросекунд.

Оксидный катод при работе в импульсном режиме характеризуется удельной эмиссией порядка 5—50 *а/см²* и более, а эффективность достигает величины 10^3—10^4 *ма/вт*. Импульсы анодного тока имеют величину порядка единиц и даже десятков ампер. Чем меньше длительность импульсов, тем большей может быть величина тока.

г) *Бариевые катоды*. Эти катоды сравнительно недавно широко применялись в батарейных приемно-усилительных лампах. Они довольно близки по своим свойствам к оксидным катодам и представляют собой вольфрамовую нить, на поверхность которой нанесен тонкий слой окиси бария с одноатомной пленкой чистого бария. В отличие от оксидных катодов, на которые активный слой наносится механическим путем, в данном случае производится осаждение на катод паров бария. Для этой цели к аноду лампы прикрепляют кусочек бария или таблетку окислов бария. После откачки воздуха лампу помещают в переменное магнитное поле. Анод разогревается вихревыми токами, барий испаряется и оседает на катод. Темный налет бария получается также на внутренней поверхности баллона и служит геттером. Вместе с тем налеты бария получаются на стекле между выводными проводниками и на слюдяных пластинках, в которых закреплены электроды. Такие налеты уменьшают сопротивление изоляции и увеличивают емкость между электродами, что приводит к ухудшению работы лампы. Поэтому в последнее время бариевые катоды уступили место оксидным.

Параметры бариевых катодов таковы: $T = 750 \div 900°$ K; $j'_e = 0{,}3 \div 0{,}9$ *а/см²*; $H = 70 \div 120$ *ма/вт*. Срок службы порядка 1 000—2 000 *ч*. Накал этих катодов темно-красный или даже совсем невидимый.

д) *Новейшие типы сложных катодов*. Разработка более совершенных катодов непрерывно продолжается. В последнее время начинают применяться катоды новых типов: б а р и е в о - в о л ь ф р а м о в ы е и т о р и е в о - о к с и д н ы е.

Бариево-вольфрамовые катоды, иначе называемые *L*-катодами, делаются косвенного накала и имеют устрой-

ство, показанное схематически на рис. 5-7. В таких катодах на поверхности пористого вольфрама создается активирующая пленка бария и стронция. Пленка, испаряясь, пополняется за счет диффузии сквозь вольфрам атомов бария и стронция из таблетки окислов этих металлов. По имеющимся неполным данным эти катоды работают при температурах 1 100—1 600° К и имеют параметры $j'_e = 1-10$ *а/см*^{2} и $H = 10^2-10^3$ *ма/вт*. Они могут давать в импульсном режиме удельную эмиссию до 300 *а/см*^{2} и применяются в ионных приборах и триодах для сверхвысоких частот. Большим их преимуществом является стойкость при электронной и ионной бомбардировке.

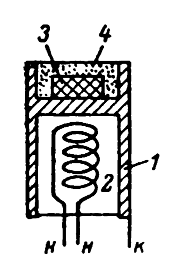


Рис. 5-7. Устройство бариево-вольфрамового катода.

1 — молибденовый цилиндр; *2* — подогреватель; *3* — полость с эмиттирующим веществом; *4* — пористая вольфрамовая губка.

Ториево-оксидные катоды применяются в генераторных лампах и имеют слой окиси тория, нанесенный на вольфрамовое или танталовое основание. Их делают также путем спрессовывания (спекания) порошка окиси тория, причем в тело катода запрессовывается и подогревающая проволока. Они работают при температурах 1 700—1 900° К и в непрерывном режиме имеют эффективность порядка 300—2 000 *ма/вт*. В импульсном режиме эти катоды дают удельную эмиссию до 30—50 *а/см*^{2} и при этом не обнаруживают признаков «отравления». Срок их службы составляет не менее нескольких сотен часов.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ТРЕХЭЛЕКТРОДНЫЕ ЛАМПЫ

6-1. НАЗНАЧЕНИЕ ТРЕХЭЛЕКТРОДНЫХ ЛАМП

Трехэлектродные лампы, называемые кратко триодами, являются основным типом электронных ламп. Они отличаются от диодов тем, что имеют третий электрод — управляющую сетку, расположенную между анодом и катодом и служащую для управления анодным током.

Триоды, так же как и диоды, обладают свойством односторонней проводимости и могут быть использованы для выпрямления переменного тока. Однако для этой цели их применять нет смысла, так как диоды проще по конструкции и дешевле. Возможность управления величиной анодного тока с помощью сетки определяет основное назначение триодов—усиление электрических колебаний. Быстрое развитие радиотехники в значительной степени объясняется именно использованием усилительных свойств триодов.

Триоды широко применяются не только для усиления, но также и для генерирования электрических колебаний самой различной частоты. Работа триода в генераторах электрических колебаний в принципе сводится к усилению колебаний. То же можно сказать и о работе триодов во многих других специальных схемах.

Электрические колебания, которые надо усилить, подводятся к сетке лампы. Усиленные колебания получаются в анодной цепи. На рис. 6-1 показана в упрощенном виде принципиальная схема применения триода для усиления электрических колебаний. Источник усиливаемых колебаний включен в цепь сетки. В анодную цепь включено нагрузочное сопротивление R_a. Колебание сеточного напряжения вызывает изменения анодного тока и в сопротивлении R_a, являющемся потребителем, получаются усиленные

колебания. Энергия этих колебаний доставляется анодным источником $E_а$.

Данная схема, называемая **усилительным каскадом** или **усилительной ступенью**, является основной элементарной схемой для очень многих радиотехнических устройств и приборов. Большинство даже весьма сложных радиотехнических схем сводится именно к данной схеме. Поэтому в дальнейшем ее работа будет рассмотрена особенно подробно.

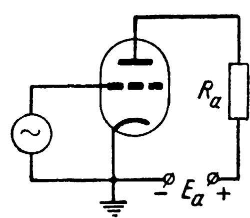


Рис. 6-1. Простейшая принципиальная схема усилительного каскада с триодом.

Следует отметить, что более сложные лампы, имеющие несколько сеток, применяются для тех же целей, что и триоды, но являются более совершенными, так как в них устранены некоторые недостатки, свойственные триодам. Поэтому для изучения устройства и работы современных сложных электронных ламп необходимо сначала подробно рассмотреть триоды.

6-2. УСТРОЙСТВО ТРИОДА И ЕГО ЦЕПИ

Катод и анод у триодов устроены так же, как и у диодов. Поэтому все, что было сказано о катодах и анодах диодов, остается в силе и для триодов.

Управляющая сетка, называемая обычно просто сеткой, в большинстве ламп делается из проволоки, окружающей по винтовой линии катод. Отдельные витки сетки привариваются к более толстым прямым проводникам — **траверсам** (или держателям).

Многие триоды имеют цилиндрическую конструкцию электродов, показанную на рис. 6-2,*а*. Такая форма электродов бывает у ламп с катодом косвенного накала. Для ламп, имеющих катод прямого накала в виде буквы Л или М и анод прямоугольного сечения, сетка обычно делается с прямоугольным или эллиптическим сечением (рис. 6-2,*б*).

Если сетка должна быть очень густой (о роли густоты сетки рассказано ниже), то она имеет вид настоящей сетки (решетки), т. е. делается из переплетенных проводников (рис. 6-2,*в*). Подобные сетки применяются также в триодах с плоскими электродами (рис. 6-2,*г*). В качестве материала для проводников сетки используются ни-

кель, молибден и их сплавы, реже — тантал, а при очень тонких проволочках — вольфрам.

Сетка обозначается буквой «с» (иногда буквой *g* — от английского слова grid — сетка). Эта же буква служит индексом для всех величин, относящихся к сетке.

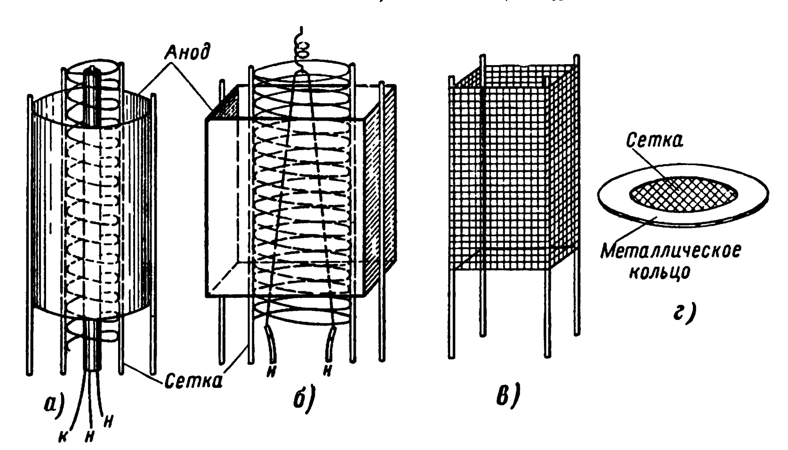


Рис. 6-2. Различные конструкции сетки в триоде.

Триод имеет цепи накала и анода, которые совершенно аналогичны соответствующим цепям диода, а также цепь сетки. На рис. 6-3,*а* показана схема цепей триода с катодом косвенного накала. Цепь сетки состоит из внутреннего промежутка в лампе между катодом и сеткой и источника сеточного напряжения E_c. В практических схемах в цепь сетки включаются еще другие приборы.

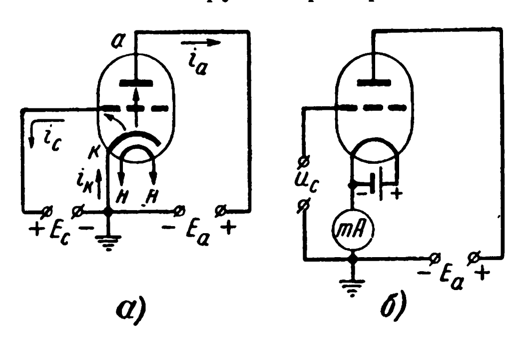


Рис. 6-3. Токи в цепях триода (*а*) и измерение катодного тока (*б*).

Разность потенциалов между сеткой и катодом является **сеточным напряжением** (напряжением на сетке, или напряжением сетки) и обозначается $u_с$ или $U_с$. В случае лампы с катодом прямого накала сеточное напряжение определяется относительно отрицательного конца нити накала. Если некоторая часть электронов, испускаемых катодом, попадает на сетку, то в ее цепи образуется **сеточный ток** (ток сетки), обозначаемый $i_с$ или $I_с$. Направление этого тока показано на схеме на рис. 6-3,*а*. Часть триода, составленная из катода, сетки и пространства между ними, по своим свойствам весьма напоминает диод, а цепь сетки сходна с анодной цепью диода. Роль анода в этом диоде выполняет сетка.

Главным и полезным током в триоде является анодный ток. Сеточный ток в подавляющем большинстве случаев бесполезен и даже вреден. Так как сеточное напряжение обычно значительно меньше анодного напряжения, то сеточный ток, как правило, гораздо меньше анодного тока.

Нередко стремятся к тому, чтобы сеточного тока вообще не было. Для этого напряжение на сетке должно быть отрицательным. Тогда сетка не притягивает к себе электроны, а, наоборот, отталкивает их и сеточный ток отсутствует. Встречаются случаи, когда триоды работают при сравнительно больших положительных напряжениях сетки, и тогда сеточный ток имеет значительную величину.

В проводе катода протекают вместе анодный и сеточный токи. Суммарный ток называется **катодным током** или **током катода** и обозначается $i_к$ или $I_к$:

$$i_к = i_а + i_с. \qquad (6\text{-}1)$$

Этот ток не следует смешивать с током накала, протекающим через нить накала.

Катодный ток представляет собой суммарный поток электронов, движущихся от катода в направлении к сетке.

В случае триода с катодом прямого накала в проводах цепи накала катодный ток разветвляется на две части, которые складываются алгебраически с током накала точно так же, как это было с анодным током диода (см. рис. 4-6). Чтобы измерить в этом случае катодный ток, надо включить миллиамперметр так, как показано на рис. 6-3,*б*.

6-3. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТРИОДЕ

Рассмотрим более подробно управляющее действие сетки в триоде.

Вследствие того что между проводниками сетки имеются значительные просветы, она довольно свободно пропускает электроны, летящие от катода к аноду. Но зато для электрического поля, создаваемого анодным напряжением, сетка является электростатическим экраном, т. е. препятствием. Бóльшая часть ускоряющего поля положительного заряда анода задерживается сеткой; лишь незначительная часть этого поля проникает сквозь сетку и достигает электронного облачка, окружающего катод.

Таким образом, сетка экранирует катод от анода и ослабляет действие анода на электроны, вылетающие из катода.

Часто говорят, что сетка задерживает или перехватывает бóльшую часть силовых линий электрического поля, созданного анодом. Подобное выражение не вполне правильно, но допустимо, так как силовые линии удобны для отображения реальных физических свойств электрического поля. Мы не имеем в своем распоряжении других, более совершенных способов наглядного изображения электрического поля, кроме метода силовых линий и метода эквипотенциальных поверхностей [1]. Хотя эти методы являются довольно грубыми и не отображают тонкой структуры поля, все же они играют большую роль в решении самых различных вопросов.

Следует иметь в виду, что силовые линии всегда перпендикулярны эквипотенциальным поверхностям. Поэтому если поле изображается с помощью силовых линий, то нетрудно представить его эквипотенциальные поверхности, и наоборот. В дальнейшем мы будем применять для изображения электрических полей один из этих методов в зависимости от того, какой удобнее в данном конкретном случае.

Чтобы выяснить достаточно подробно действие сетки в триоде, следует рассмотреть электрическое поле в нем для разных значений сеточного напряжения. При этом, чтобы не усложнять картины поля, мы будем рассматривать триод с плоскими электродами.

На рис. 6-4 с помощью силовых линий показано электрическое поле в триоде при напряжении на сетке, равном нулю. Для получения $u_c = 0$ следует сетку соединить

---

[1] На чертежах мы, конечно, изображаем не эквипотенциальные поверхности, а линии их пересечения с плоскостью чертежа.

накоротко с катодом. Если же сетка изолирована, т. е. ни с чем не соединена, то она получает некоторый отрицательный потенциал за счет электронов, попавших на нее. Из рис. 6-4 хорошо видно, что сетка перехватывает бо́льшую часть силовых линий, вышедших из анода. Поэтому напряженность поля вблизи катода значительно уменьшается, т. е. действие анода в триоде ослабляется за счет введения сетки.

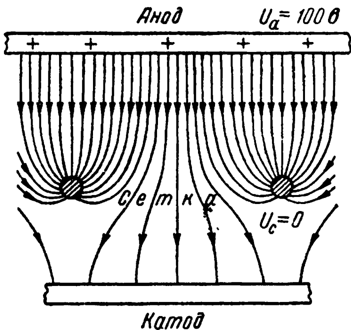


Рис. 6-4. Электрическое поле в триоде при нулевом напряжении на сетке.

Чем гуще сетка, т. е. чем больше в ней проводников и чем они толще, а также чем меньше просветы между ними, тем в меньшей степени проникает сквозь сетку поле анода. Экранирующее действие сетки зависит также от ее расположения между катодом и анодом. При некотором среднем положении сетка в наибольшей степени препятствует проникновению поля от анода к катоду.

Таким образом, сетка ослабляет действие анода тем больше, чем она гуще. Если $u_c = 0$, то в триоде для получения такого же анодного тока, какой был в диоде, необходимо гораздо более высокое анодное напряжение. В диодах нормальные значения анодного тока могут быть получены при анодных напряжениях порядка единиц или двух-трех десятков вольт. Если же в диод ввести сетку, то при $u_c = 0$ такие же анодные токи могут быть получены только при анодных напряжениях соответственно в десятки и сотни вольт.

Ослабление действия анода вследствие введения сетки чрезвычайно важно. Именно этим и объясняется возможность усиления электрических колебаний с помощью триода. Начинающие изучать электронные лампы нередко ошибочно думают, что раз идет речь об усилении, то введение сетки должно вызывать увеличение анодного тока. Их очень удивляет, что в действительности получается ослабление действия анода и, следовательно, уменьшение анодного тока.

Следует ясно представлять себе, что с помощью триода можно усиливать электрические колебания, а не получать возможно больший постоянный ток. От одного и того же

анодного источника ток получился бы гораздо бо́льшим при применении диода, а не триода. Более того, исключая сам диод, обладающий известным внутренним сопротивлением, можно было бы получить от анодного источника еще больший постоянный ток. Но никакого процесса усиления в этих условиях вообще нет.

Особенно важным является то, что сетка действует на анодный ток гораздо сильнее, чем анод. Если дать на сетку напряжение, то возникшее от этого электрическое поле беспрепятственно достигает катода, так как между сеткой и катодом для этого поля нет никаких препятствий. Чем ближе к катоду расположена сетка, тем больше напряженность поля, создаваемого зарядом сетки около катода, и тем сильнее это поле действует на электроны, испускаемые катодом.

Сетка занимает своеобразное «командное» положение. Сама она действует на электронный поток сильно, а действие анода во много раз ослаблено вследствие того, что сквозь сетку проникает лишь небольшая часть поля анода.

Итак, сетка действует на электронный поток значительно сильнее, чем анод, потому что она расположена к катоду ближе, чем анод, и является экраном для электрического поля анода.

Необходимо подчеркнуть, что главным является именно второе обстоятельство. Если сетку расположить непосредственно около анода, то она окажется незначительно ближе к катоду, нежели анод. Но и в этом случае она значительно ослабляет поле анода, проникающее на катод. Исследования показывают, что действие сетки получается наиболее сильным по сравнению с действием анода тогда, когда она находится в некотором среднем положении между анодом и катодом. Отсюда ясно, что близость сетки к катоду не является главным фактором. Расстояние от сетки до катода, конечно, влияет, но было бы неправильно утверждать, что сетка действует сильнее, чем анод, только потому, что она находится ближе к катоду. Естественно, что, находясь между анодом и катодом, сетка неизбежно оказывается ближе к катоду, чем анод.

Соотношение действий сетки и анода характеризуется важнейшим параметром триода — *коэффициентом усиления* (μ). В дальнейшем мы рассмотрим его более подробно и дадим ему строгое определение. А сейчас нам необходимо выяснить хотя бы приближенно сущность этого параметра.

Коэффициент усиления — это отвлеченное число, показывающее, во сколько раз напряжение сетки действует на анодный ток сильнее, чем напряжение анода.

Иначе, можно сказать, что коэффициент усиления показывает, во сколько раз сетка действует сильнее, чем анод (или, наоборот, во сколько раз анод действует слабее, чем сетка). В таких упрощенных формулировках, конечно, всегда подразумевается действие напряжения сетки или анода на анодный ток. Например, если какой-то триод имеет $\mu = 10$, то это означает, что сетка действует в 10 раз сильнее, чем анод.

Из предыдущего ясно, что главное влияние на величину μ оказывает густота сетки. Чем гуще сетка, тем больше μ. Играет роль и расстояние сетки от катода. При данной густоте сетки μ имеет наибольшее значение при некотором среднем положении сетки между катодом и анодом.

Часто вместо коэффициента усиления μ пользуются обратной ему величиной, носящей название **проницаемости** D:

$$D = \frac{1}{\mu}. \qquad (6\text{-}2)$$

Поскольку в триодах $\mu > 1$, то проницаемость $D < 1$. Проницаемость показывает, какой доле действия сетки эквивалентно действие анода. Если, например, $\mu = 10$, то $D = 0{,}1$, а это означает, что действие анода равноценно 0,1 действия сетки, т. е., иначе говоря, действие анода в 10 раз слабее.

Сам термин «проницаемость» подчеркивает, что главную роль играет экранирующее действие сетки. Можно сказать, что проницаемость определяется «пропускной способностью» сетки для электрического поля анода. Чем меньше густота сетки, тем в большей степени через нее проникает от анода к катоду электрическое поле и тем больше величина D. Зато величина μ соответственно уменьшается.

Таким образом, при данном расположении сетки между анодом и катодом проницаемость D зависит именно от проницаемости сетки для электрического поля анода. Чем гуще сетка, тем меньше проницаемость. Поэтому иногда говорят, что проницаемость относится не к лампе, а к сетке. Для триода это не вызывает недоразумений, так как в нем имеется лишь одна сетка. Можно говорить о проницаемости этой сетки или о проницаемости лампы.

Не следует только пытаться связывать проницаемость D с некоей пропускной способностью сетки для электронного потока. Такое толкование проницаемости является грубой ошибкой. Конечно, более густая сетка является бо́льшим препятствием для электронного потока, но отсюда вовсе не следует, что величина D показывает, какая часть электронного потока проходит сквозь сетку.

Рассмотрим теперь работу триода при положительном и отрицательном напряжениях на сетке.

На рис. 6-5 показано электрическое поле в триоде при сравнительно небольшом положительном напряжении на сетке $(u_а \gg u_с > 0)$. В этом случае сетка создает около катода ускоряющее поле, которое складывается с полем, проникающим от анода. Результирующее поле вблизи катода по сравнению с предыдущим случаем ($U_с = 0$, рис. 6-4) становится сильнее и увеличенное количество электронов ускоренно движется под действием этого поля от катода к сетке. Электроны приобретают значительную скорость, и бо́льшая часть их по инерции пролетает сквозь сетку. Миновав ее, они попадают в сильное ускоряющее поле анода, которое в промежутке сетка — анод ничем не ослаблено. Это поле заставляет электроны ускоренно лететь к аноду.

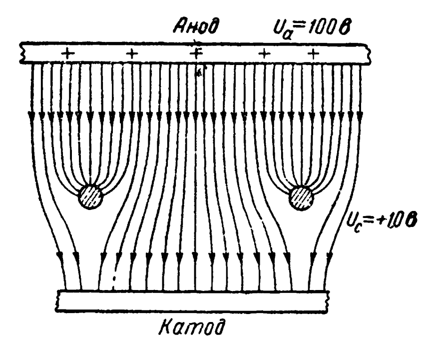


Рис. 6-5. Электрическое поле в триоде при небольшом положительном напряжении на сетке.

Таким образом, положительное напряжение на сетке увеличивает анодный ток.

Однако некоторая часть электронов неизбежно притянется к сетке, и в ее цепи возникнет сеточный ток. На сетку попадают главным образом те электроны, которые летят «прямой наводкой» на ее проводники. Сеточный ток почти всегда является нежелательным, так как он не только бесполезен, но во многих случаях оказывает вредное влияние на работу лампы. Практически, если положительное напряжение сетки много меньше анодного напряжения, сеточный ток сравнительно невелик и в некоторых случаях им можно пренебречь.

Чем гуще сетка и чем больше положительное напряжение на ней, тем больше сеточный ток.

Мы знаем, что сетка действует гораздо сильнее анода. Вследствие этого даже сравнительно небольшое положительное напряжение на сетке вызывает значительное возрастание анодного тока. Например, пусть некоторый триод имеет $\mu=20$ и при напряжениях $U_с=0$ и $U_а=100$ *в* анодный ток в нем равен 10 *ма*. Если мы захотим, не изменяя сеточного напряжения, увеличить в этом триоде анодный ток вдвое, то придется, грубо говоря, удвоить анодное напряжение, т. е. подать на анод 200 *в*. Но при $\mu=20$ анодному напряжению 100 *в* равноценно сеточное напряжение 5 *в*. Поэтому вместо увеличения анодного напряжения на 100 *в* можно подать на сетку +5 *в*, что также вызовет рост анодного тока до 20 *ма*. На самом деле между анодным током и анодным или сеточным напряжением нет линейной зависимости, и поэтому данный пример надо рассматривать как весьма приближенный.

Итак, увеличение положительного напряжения на сетке сопровождается ростом анодного и сеточного токов. Иначе говоря, растет катодный ток, так как сетка «вытягивает» из электронного облачка, находящегося вблизи катода, все большее и большее количество электронов.

При больших положительных напряжениях на сетке, близких к анодному напряжению или даже превышающих последнее, наступает перераспределение токов. Ток сетки настолько возрастает, что анодный ток может даже уменьшаться. Этот случай носит название перенапряженного режима и встречается в ламповых генераторах. В § 6-5 изменение токов в триоде при положительном сеточном напряжении будет наглядно показано с помощью характеристик.

Процессы в триоде при отрицательном напряжении сетки представляют особый интерес, так как большинство приемно-усилительных ламп работает именно в этом режиме. Электрическое поле в триоде при сравнительно небольшом отрицательном сеточном напряжении показано на рис. 6-6,*а*.

В пространстве сетка—катод отрицательный заряд сетки создает для электронов тормозящее поле, которое противодействует ускоряющему полю, проникающему в это пространство от анода. Результирующее поле, являющееся суммой этих двух полей, пока еще остается ускоряющим, но получается ослабленным и анодный ток уменьшается.

Сеточный ток равен нулю, так как электроны не притягиваются к отрицательно заряженной сетке. Отсутствие сеточного тока чрезвычайно желательно и даже необходимо для работы многих радиотехнических устройств. Поэтому режим работы ламп при отрицательном сеточном напряжении, т. е. без токов сетки, применяется очень широко.

Чем больше отрицательное напряжение сетки, тем меньше анодный ток. При достаточной величине отрицательного сеточного напряжения анодный ток уменьшается до нуля. В этом случае лампа «заперта» отрицательным сеточным

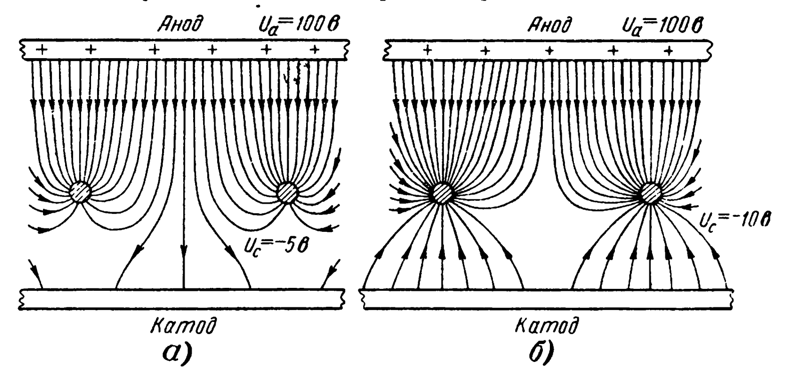


Рис. 6-6. Электрическое поле в триоде при небольшом отрицательном напряжении на сетке (*а*) и запирающем сеточном напряжении (*б*).

напряжением, которое называют «запирающим». Явление запирания лампы объясняется тем, что тормозящее поле сетки в пространстве сетка — катод оказывается сильнее ускоряющего поля, проникающего от анода. Результирующее поле становится тормозящим, и все электроны, вылетающие из катода, возвращаются на него. Электрическое поле для такого случая показано на рис. 6-6,*б*. Если результирующее поле имеет напряженность, равную нулю (тормозящее поле сетки и ускоряющее поле анода взаимно компенсируются), то запирания лампы практически еще не происходит. Некоторые электроны, имеющие значительные начальные скорости, все же могут лететь к аноду, преодолевая потенциальный барьер, созданный вблизи катода объемным зарядом.

Вследствие неравномерности поля сетки запирание происходит не сразу для всего анодного тока, идущего с поверхности катода. Сначала прекращается анодный ток для

участков катода, наиболее близких к сетке. По мере увеличения отрицательного напряжения сетки прекращается анодный ток и для других участков катода.

Запирающее отрицательное напряжение сетки невелико по сравнению с анодным напряжением, так как сетка действует сильнее анода. Для приведенного выше примера с триодом, имеющим $\mu=20$ и $U_а=100$ *в*, величина запирающего напряжения должна составлять —5 *в*. Действительно, чтобы прекратить прохождение анодного тока при $U_с=0$, надо уменьшить анодное напряжение до нуля, т. е. на 100 *в*, или, иначе говоря, добавить к имеющемуся анодному напряжению +100 *в* еще —100 *в*. При $\mu=20$ анодное напряжение 100 *в* эквивалентно сеточному напряжению 5 *в*. Поэтому, подав на сетку —5 *в*, можно создать тормозящее поле, которое полностью скомпенсирует ускоряющее поле, проникающее от анода сквозь сетку. Конечно, это значение запирающего сеточного напряжения является лишь грубым приближением, так как мы не учитываем нелинейной зависимости между током и напряжением, начальную скорость электронов и многие другие факторы.

Итак, сравнительно небольшое отрицательное напряжение на сетке может значительно уменьшить анодный ток и даже совсем его прекратить. Изменяя сеточное напряжение от запирающего лампу до некоторого положительного, можно изменять анодный ток в широких пределах, от нуля до максимального значения. В этом именно и заключается управляющее действие сетки.

Важно, что значительные изменения анодного тока получаются при сравнительно небольших изменениях сеточного напряжения. Нужны в μ раз бо́льшие изменения анодного напряжения для того, чтобы получить такие же изменения анодного тока. Иначе говоря, небольшие изменения сеточного напряжения равноценны в μ раз бо́льшим изменениям анодного напряжения. Это основное свойство триода, позволяющее использовать его для усиления электрических колебаний, не является неожиданным. Мы ведь знаем, что сетка действует в μ раз сильнее, чем анод.

6-4. РЕЗУЛЬТИРУЮЩЕЕ НАПРЯЖЕНИЕ И ЗАКОН ТРЕХ ВТОРЫХ ДЛЯ ТРИОДА

Для решения многих вопросов, связанных с работой триода, и, в частности, для расчета тока в нем весьма важным является понятие о результирующем напря-

жении. Оно было введено М. А. Бонч-Бруевичем, предложившим в 1919 г. заменить для расчетных целей триод эквивалентным диодом. Независимо от М. А. Бонч-Бруевича аналогичные выводы опубликовал немецкий ученый Г. Баркгаузен, известный своими трудами в области теории электронных ламп.

Идея замены триода эквивалентным диодом состоит в следующем. Если в триоде на место сетки поместить анод, имеющий такую же поверхность, какую занимает сетка, то в этом диоде при некотором значении его анодного напряжения анодный ток получается равным катодному току в триоде. Подобный диод по величине тока эквивалентен триоду (рис. 6-7).

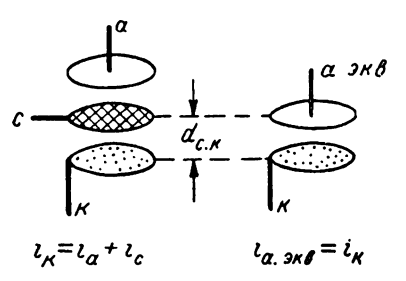


Рис. 6-7. Приведение триода к эквивалентному диоду.

Напряжение, приложенное к аноду эквивалентного диода и создающее в нем анодный ток, равный катодному току реального триода, называется результирующим напряжением $u_{рез}$*. Его действие на электроны, испускаемые катодом, эквивалентно совместному действию сеточного и анодного напряжений.

Величина результирующего напряжения определяется приближенно формулой

$$u_{рез} \approx u_c + Du_a = u_c + \frac{u_a}{\mu}. \quad (6\text{-}3)$$

Смысл этой формулы понять нетрудно. Напряжение сетки действует своим полем без ослабления, а поле, создаваемое в пространстве сетка—катод анодным напряжением, значительно ослаблено за счет экранирующего действия сетки. Ослабление действия анода характеризуется величиной проницаемости D или коэффициента усиления μ. Поэтому величину u_a нельзя просто складывать с u_c, а нужно сначала умножить ее на D или разделить на μ.

---

* Результирующее напряжение иногда называют управляющим или действующим. Однако эти названия легко спутать с напряжением управляющей сетки и действующим значением переменного напряжения.

Приведенная простая формула для $u_{рез}$ может применяться в случаях, когда сетка не слишком редкая (при $D < 0{,}1$ или $\mu > 10$). Для триодов с редкой сеткой необходимо вычислять $u_{рез}$ по более точным и сложным формулам. Однако подавляющее большинство триодов имеет $\mu > 10$, и мы не будем рассматривать эти формулы, тем более что для изучения физических процессов в триодах достаточно формулы (6-3). Практически почти всегда пользуются именно этой формулой.

Выражение для $u_{рез}$ можно вывести на основании следующих рассуждений.

Когда плоский конденсатор емкостью C заряжен до напряжения U, то напряженность поля в нем равна:

$$E = \frac{U}{d}, \qquad (6\text{-}4)$$

где d — расстояние между обкладками. При этом напряжение U связано с зарядом на каждой обкладке q известным соотношением

$$U = \frac{q}{C}. \qquad (6\text{-}5)$$

Диод, эквивалентный триоду, можно принять за такой конденсатор, если пренебречь влиянием объемного заряда. Тогда для эквивалентного диода

$$E_{рез} = \frac{u_{рез}}{d_{с\,к}}, \qquad (6\text{-}6)$$

где $d_{с.к}$ — расстояние между сеткой и катодом.

Если сетка не слишком редкая, то емкость анод—катод эквивалентного диода $C_{экв}$ приближенно равна емкости сетка—катод реального триода $C_{с.к}$ (в действительности емкость $C_{с.к}$ немного меньше, так как сетка не является сплошным проводником). Поэтому можно написать:

$$u_{рез} \approx \frac{q_{рез}}{C_{с.к}}. \qquad (6\text{-}7)$$

Результирующий заряд $q_{рез}$ равен сумме заряда q_1, созданного на катоде действием поля сетки, и заряда q_2, созданного полем, проникающим сквозь сетку от анода.

Выразим эти заряды через напряжения и соответствующие емкости:

$$q_1 = C_{с.к} u_с \text{ и } q_2 = C_{а.к} u_а. \qquad (6\text{-}8)$$

Заметим, что емкость $C_{а.к}$ значительно меньше емкости $C_{с.к}$, так как, во-первых, анод находится от катода на большем расстоянии, чем сетка, а, во-вторых, сетка экранирует катод от анода и бóльшая часть поля, созданного зарядом анода, не доходит до катода. Таким образом, заряд q_2 на катоде численно равен (но, конечно, противоположен по знаку) лишь той небольшой части всего заряда анода, от которой электрические силовые линии проходят сквозь сетку до катода. Заменяя $q_{рез}$ суммой $q_1 + q_2$, получаем:

$$u_{рез} \approx \frac{q_1 + q_2}{C_{с.к}} = \frac{C_{с.к} u_с + C_{а.к} u_а}{C_{с.к}} = u_с + \frac{C_{а.к}}{C_{с.к}} u_а. \qquad (6\text{-}9)$$

Обозначим

$$D = \frac{C_{а.к}}{C_{с.к}}. \qquad (6\text{-}10)$$

Тогда окончательно получаем:

$$u_{рез} \approx u_с + D u_а.$$

Таким образом, мы пришли к новому представлению о проницаемости D. Поскольку $C_{а.к} < C_{с.к}$, то $D < 1$. Совершенно очевидно, что при более густой сетке емкость $C_{а.к}$ уменьшается и соответственно уменьшается величина D. Вообще выражение проницаемости через отношение емкостей помогает выяснить влияние изменения конструктивных размеров электродов триода на величину D, потому что при этих изменениях обычно нетрудно представить себе, как изменяются емкости. Однако надо помнить о приближенном характере сделанных выводов.

Следует также заметить, что в приведенных формулах должны учитываться только емкости между самими электродами. Емкости между выводами от электродов, конечно, не входят в приведенные выше величины $C_{а.к}$ и $C_{с.к}$. Поэтому было бы грубой ошибкой определять величину D через емкости $C_{а.к}$ и $C_{с.к}$, приводимые в справочниках.

Замена триода эквивалентным диодом позволяет применить для расчета тока в триоде закон трех вторых.

В эквивалентном диоде анодный ток равен катодному току триода, а роль анодного напряжения выполняет результирующее напряжение. Поэтому закон трех вторых для триода в общем виде можно написать так:

$$i_{\text{к}} = k u_{\text{рез}}^{3/2} = k (u_{\text{с}} + D u_{\text{а}})^{3/2}. \qquad (6\text{-}11)$$

Учитывая, что в эквивалентном диоде анод расположен на месте сетки реального триода, коэффициент k для триода с плоскими электродами равен:

$$k = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_{\text{а}}}{d_{\text{с.к}}^2}. \qquad (6\text{-}12)$$

Поверхность анода эквивалентного диода в этом случае равна поверхности действительного анода. Следует заметить, что в формулу (6-12) в неявном виде входят и другие геометрические размеры (расстояние анод—катод и размеры, определяющие густоту сетки), от которых зависит величина проницаемости D.

Для триода с цилиндрическими электродами поверхность $Q_{\text{экв}}$ анода эквивалентного диода, имеющего радиус, равный радиусу сетки $r_{\text{с}}$, не равна поверхности $Q_{\text{а}}$ действительного анода. Поэтому формула для коэффициента k будет иметь вид:

$$k = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_{\text{а.экв}}}{r_{\text{с}}^2 \alpha}, \qquad (6\text{-}13)$$

где $\alpha = f\left(\frac{r_{\text{с}}}{r_{\text{к}}}\right)$ определяется по графику на рис. 4-16 при замене $r_{\text{а}}$ на $r_{\text{с}}$.

Если приближенно принять, что длина сетки $l_{\text{с}}$ равна длине анода $l_{\text{а}}$, то можно написать:

$$Q_{\text{а.экв}} \approx 2\pi r_{\text{с}} l_{\text{а}}. \qquad (6\text{-}14)$$

В действительности сетка иногда бывает несколько длиннее анода, но это влияет главным образом лишь на величину тока сетки, который обычно составляет небольшую долю катодного тока. Подставим значение $Q_{\text{а.экв}}$ в формулу для k, сократим на $r_{\text{с}}$ и помножим числитель и знаменатель на радиус анода $r_{\text{а}}$. Тогда получим:

$$k = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{2\pi r_{\text{а}} l_{\text{а}}}{r_{\text{с}} r_{\text{а}} \alpha} = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_{\text{а}}}{r_{\text{с}} r_{\text{а}} \alpha}. \qquad (6\text{-}15)$$

Если же умножить числовой коэффициент на 2π, то можно написать:

$$k = 14{,}65 \cdot 10^{-6} \frac{l_а}{r_с^{\alpha}}. \qquad (6\text{-}16)$$

При другой форме электродов могут быть использованы приведенные выше формулы для коэффициента k. Однако в каждом отдельном случае для уточнения расчета учитывают не всю поверхность анода, а лишь ту ее часть, на которую попадает бóльшая часть электронов анодного тока.

Закон трех вторых для триода является весьма приближенным. Это объясняется не только всеми теми причинами, которые были отмечены при рассмотрении этого закона для диода, но и рядом других факторов. В частности, существенное значение имеет неточность в определении результирующего напряжения, на которую мы указывали выше.

Тем не менее закон трех вторых приносит несомненную пользу при рассмотрении теории работы триода и более сложных ламп. Но для практических расчетов обычно пользуются действительными характеристиками, снятыми экспериментально на заводе и опубликованными в справочниках.

Было сделано немало попыток уточнить закон трех вторых, и вместо него предлагались другие формулы. Все они также оказались весьма приближенными. Некоторые из них были ближе к действительности, чем закон трех вторых, для отдельных типов триодов, но универсальной и достаточно простой формулы найти не удалось.

6-5. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРИОДА

Если в анодную цепь триода не включено какое-либо сопротивление и, следовательно, анодное напряжение $u_а$ равно напряжению анодного источника $E_а$, то такой режим работы лампы называется статическим. Характеристики триода для этого режима называются также статическими. Однако обычно отбрасывают слово «статические», если это не приводит к каким-либо недоразумениям, и говорят просто «характеристики».

Следует различать теоретические и действительные характеристики триодов. Теоретические характеристики строятся на основании закона трех вторых или с помощью

каких-либо более точных теоретических зависимостей. Действительные характеристики снимаются экспериментально. Как правило, теоретические характеристики не являются достаточно точными и их использование для расчетов дает значительные погрешности. Более точны действительные характеристики, особенно если они сняты экспериментально для данного экземпляра лампы.

Приводимые в справочниках типовые характеристики являются некоторыми средними, полученными путем сравнения нескольких характеристик, снятых для различных экземпляров ламп данного типа. Вследствие этого пользование типовыми характеристиками также дает некоторые погрешности.

В триоде анодный ток зависит от напряжений на сетке и аноде, т. е., как говорят, является функцией этих двух напряжений:

$$i_а = f(u_с,\ u_а). \qquad (6\text{-}17)$$

То же относится к сеточному и катодному токам:

$$i_с = f_1(u_с,\ u_а) \text{ и } i_к = f_2(u_с,\ u_а). \qquad (6\text{-}18)$$

Зависимость между тремя величинами нельзя полностью изобразить на чертеже. Для нее нужно пользоваться системой координат в пространстве, что практически неудобно. Поэтому принято одно из напряжений брать постоянным и рассматривать зависимость того или иного тока только от одного напряжения. Соответственно этому различают два вида характеристик.

Сеточные характеристики показывают зависимость того или иного тока от *сеточного напряжения* при постоянном анодном напряжении:

$$i_а = f(u_с);\ i_с = f_1(u_с) \text{ и } i_к = f_2(u_с) \text{ при } u_а = \text{const}. \qquad (6\text{-}19)$$

Таким образом, могут быть сеточные характеристики анодного, сеточного и катодного токов[1]. Постоянное анодное напряжение может быть различным и каждому его значению соответствуют некоторые определенные характеристики. Следовательно, для каждого тока имеется не одна

[1] Сеточные характеристики анодного тока $i_а = f(u_с)$ в литературе часто называют анодно-сеточными. Однако это нельзя признать удачным, так как при такой терминологии следует, например, сеточные характеристики тока сетки назвать «сеточно-сеточными», чего никогда не делают.

сеточная характеристика, а целое семейство характеристик. Подобное семейство состоит из бесконечного множества характеристик. Однако для практических целей пользуются семействами, состоящими из не очень большого количества характеристик. Значения анодного напряжения для них берутся через определенные промежутки.

Второй вид характеристик — **анодные характеристики**, показывающие зависимость анодного, сеточного и катодного токов от **анодного** напряжения при постоянном сеточном напряжении:

$$i_{\text{а}} = F(u_{\text{а}}); \quad i_{\text{с}} = F_1(u_{\text{а}})$$

и (6-20)

$$i_{\text{к}} = F_2(u_{\text{а}}) \text{ при } u_{\text{с}} = \text{const}.$$

В этом случае также следует говорить о семействах **анодных характеристик** для каждого тока.

В справочниках, как правило, приводятся только семейства характеристик для анодного и сеточного токов. Простым сложением ординат точек этих характеристик можно построить характеристики катодного тока.

Для решения тех или иных вопросов и проведения необходимых расчетов обычно достаточно иметь в своем распоряжении одно семейство либо сеточных, либо анодных характеристик. Сеточные характеристики во многих случаях являются более наглядными. Зато с анодными характеристиками часто возможны более простые и более точные расчеты. Поэтому и те и другие характеристики шиорко применяются при изучении работы электронных ламп.

Рассмотрим сначала теоретические характеристики триода, построенные на основании закона трех вторых.

Если построить график по формуле (6-11):

$$i_{\text{к}} = k u_{\text{рез}}^{3/2},$$

то мы получим полукубическую параболу (рис. 6-8,*а*), называемую **результирующей характеристикой**. Зная, что $u_{\text{рез}} = u_{\text{с}} + D u_{\text{а}}$, можно теперь легко перейти к построению семейства сеточных или анодных характеристик. Пусть, например, $u_{\text{а}} = 0$; тогда $u_{\text{рез}} = u_{\text{с}}$ и наша результирующая характеристика превращается в сеточную характеристику $i_{\text{к}} = f(u_{\text{с}})$. Но при $u_{\text{а}} = 0$ можно считать,

что $i_а = 0$. Следовательно, $i_к = i_с$, т. е. мы получили сеточную характеристику тока сетки.

Возьмем теперь некоторое положительное значение анодного напряжения $u_{а1}$. Тогда характеристика сдвинется

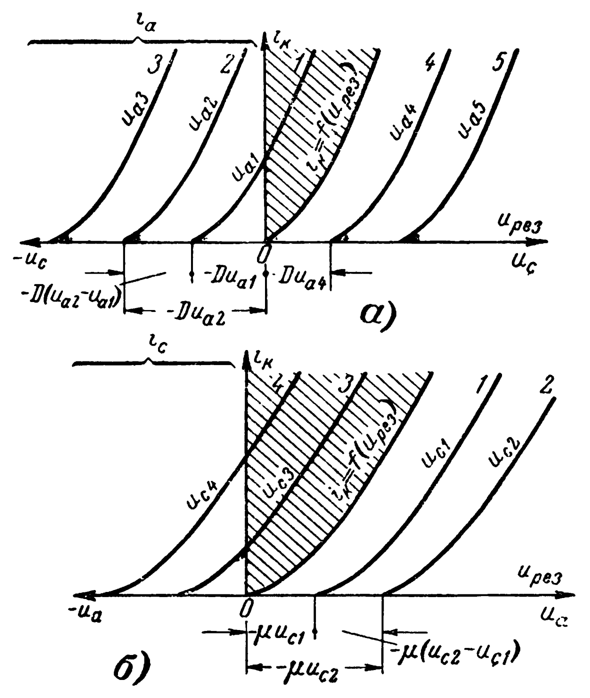


Рис. 6-8. Построение семейств теоретических сеточных (*а*) и анодных (*б*) характеристик триода.

влево. Действительно, если при $u_а = 0$ и $u_с = 0$ ток катода также был равен нулю, то теперь при $u_с = 0$ ток катода имеет значение $i_к = k(Du_{а1})^{3/2}$. Очевидно, $i_к$ обращается в нуль при $u_{рез} = 0$. В данном случае $u_{рез} = u_с + Du_{а1} = 0$, откуда следует:

$$u_с = -Du_{а1}. \tag{6-21}$$

Именно при таком отрицательном сеточном напряжении лампа запирается. Таким образом, характеристика для $u_{а1}$ сдвинута влево относительно результирующей характеристики на величину $-Du_{а1}$. Точно так же можно

получить для $u_{a2} > u_{a1}$ соответствующую характеристику, сдвинутую еще больше влево (кривая *2* на рис. 6-8,*а*). Она сдвинута относительно исходной результирующей характеристики на величину $-Du_{a2}$, а сдвиг относительно первой характеристики составляет $-D(u_{a2} - u_{a1})$ или $-D\Delta u_a$, где $\Delta u_a = u_{a2} - u_{a1}$ —изменение (приращение) анодного напряжения.

Как видно, сдвигая характеристику параллельно самой себе, можно получить семейство теоретических сеточных характеристик. Участки этих характеристик в области отрицательных сеточных напряжений, т. е. левее оси ординат, являются характеристиками анодного тока, так как при $u_c < 0$ сеточный ток отсутствует. А для заштрихованной на рис. 6-8,*а* области положительных сеточных напряжений ($u_c > 0$) эти кривые являются характеристиками катодного тока, причем разделить анодный и сеточный токи мы не можем. Это обстоятельство снижает ценность таких теоретических характеристик.

Если построить характеристики для отрицательных значений u_a, то очевидно, что они могут быть получены сдвигом основной результирующей характеристики вправо. Например, для некоторого $u_{a4} < 0$ получим сдвиг вправо на величину $u_{c4} = -Du_{a4}$ (кривая *4*). Таким же путем получена кривая *5* для u_{a5}. Все эти кривые для отрицательных анодных напряжений вместе с кривой для $u_a = 0$ являются характеристиками сеточного тока, поскольку анодный ток при $u_a \leqslant 0$ отсутствует.

Таким образом, построение семейства теоретических сеточных характеристик триода не представляет ничего трудного. Все эти характеристики являются полукубическими параболами, сдвинутыми друг относительно друга пропорционально изменению анодного напряжения. При этом расстояние между двумя данными характеристиками, взятое по горизонтали, остается одним и тем же на любом уровне, т. е. характеристики идут как бы параллельно.

Семейство теоретических анодных характеристик можно получить так же просто (рис. 6-8,*б*). Положим, что $u_c = 0$. Тогда $u_{рез} = Du_a$. Если разделить значения результирующего напряжения на D (или, что то же самое, умножить на μ), то получим $\frac{u_{рез}}{D} = u_a$. Следовательно, увеличив в

μ раз значения напряжений, отложенные на горизонтальной оси, мы получим значения $u_а$. Результирующая характеристика превращается в анодную характеристику $i_к = f(u_а)$, или $i_к = k u_а^{3/2}$ при $u_с = 0$. Эту анодную характеристику условимся называть основной. Она является характеристикой анодного тока, потому что при $u_с = 0$ сеточного тока нет.

Придадим теперь напряжению сетки некоторое отрицательное значение $u_{с1}$. В этом случае сеточного тока нет и анодный ток при небольших анодных напряжениях также отсутствует. Лампа отпирается при $u_{рез} = 0$, и при значениях $u_{рез} > 0$ появляется анодный ток. Начало характеристики сдвинуто вправо. Величина этого сдвига может быть найдена из равенства $u_{рез} = u_{с1} + D u_{а1} = 0$. Отсюда получаем: $u_{а1} = -\frac{u_{с1}}{D}$ или, иначе, $u_{а1} = -\mu u_{с1}$. Это значение анодного напряжения можно назвать отпирающим. При $u_а < u_{а1}$ результирующее напряжение отрицательно и лампа заперта, а при $u_а > u_{а1}$ лампа отпирается и существует некоторый анодный ток.

Таким образом, для $u_{с1}$ характеристика лампы является полукубической параболой, сдвинутой вправо относительно основной характеристики на величину $-\mu u_{с1}$.

Далее, можно построить характеристику для еще более отрицательного напряжения сетки $u_{с2}$. В этом случае сдвиг начала характеристики относительно начала координат равен отпирающему напряжению $u_{а2} = -\mu u_{с2}$. А характеристики для $u_{с2}$ и $u_{с1}$, очевидно, сдвинуты одна относительно другой на величину

$$\Delta u_а = u_{а2} - u_{а1} = -\mu(u_{с2} - u_{с1}) = -\mu \Delta u_с,$$

где $\Delta u_с = u_{с2} - u_{с1}$ — изменение сеточного напряжения.

Если придавать сеточному напряжению положительные значения, то характеристики сдвигаются влево относительно основной характеристики (кривые *3* и *4* на рис. 6-8,*б*). Участки этих кривых, расположенные левее оси ординат, являются характеристиками сеточного тока, поскольку при $u_а < 0$ ток анода отсутствует. Уменьшение тока сетки при увеличении отрицательного напряжения на аноде можно объяснить тем, что от анода сквозь сетку проникает поле, тормозящее элек-

троны и возвращающее их на катод. При $u_а > 0$ характеристики для $u_с > 0$ дают значения катодного тока, который невозможно разделить на анодный и сеточный токи (область катодного тока на рис. 6-8,*б* заштрихована).

Итак, теоретические характеристики триода представляют собой кривые одинаковой формы, имеющие друг относительно друга сдвиг, пропорциональный изменению анодного напряжения для сеточных характеристик или изменению сеточного напряжения для анодных характеристик.

Для снятия характеристик триода может быть применена схема, изображенная на рис. 6-9,*а*. Она построена подобно рассмотренной ранее схеме для исследования диода (см. рис. 4-17). Анодная цепь на схеме на рис. 6-9,*а* не имеет ничего нового. Сеточная цепь по существу повторяет анодную цепь и имеет источник напряжения $E_с$, потенциометр R, вольтметр и миллиамперметр.

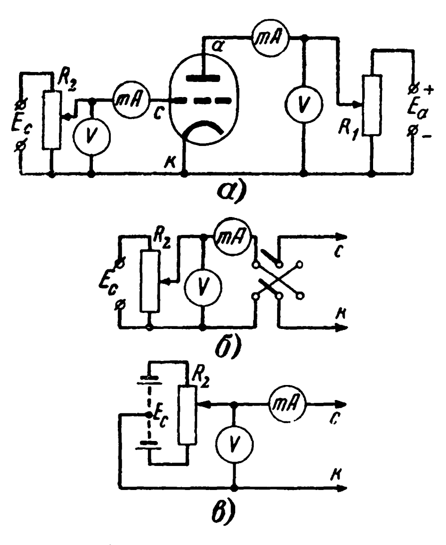


Рис. 6-9. Схема для исследования триода (*а*) и варианты построения ее сеточной цепи (*б* и *в*).

При снятии характеристик триода приходится изменять полярность сеточного напряжения. В схеме по рис. 6-9,*а* для этого надо поменять местами провода *с* и *к*, идущие к сетке и катоду. Если имеется двухполюсный переключатель, то собирается схема по рис. 6-9,*б*. Схема по рис. 6-9,*в* с выводом от средней точки сеточного источника (или от средней точки потенциометра) требует применения сеточного вольтметра с нулем посередине шкалы и позволяет получать наибольшее значение напряжения сетки только $^1/_2 \cdot E_с$

Особенностью рассмотренной схемы является взаимное влияние цепей сетки и анода. Если установить ползунок анодного потенциометра в какое-то положение и изменить сеточное напряжение, например увеличить его, то анодный

ток увеличится. Поскольку он проходит через верхний участок потенциометра R_1, то падение напряжения на этом участке также возрастет. Напряжение на всем потенциометре равно напряжению анодного источника, и можно считать его постоянным. Отсюда следует, что напряжение на нижнем участке потенциометра, являющееся анодным напряжением, уменьшится. Таким образом, при всяком изменении сеточного напряжения меняется анодный ток, а это вызывает перераспределение напряжений на потенциометре R_1 и изменение анодного напряжения. Поэтому при снятии сеточной характеристики надо с помощью передвижения ползунка у R_1 все время поддерживать анодное напряжение постоянным.

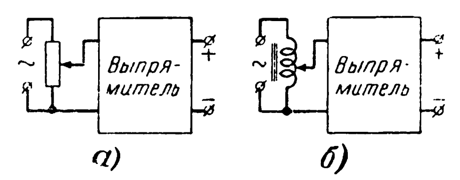


Рис. 6-10. Регулировка напряжения, даваемого выпрямителем.

С другой стороны, если сеточное напряжение положительно, то существует сеточный ток, который проходит через верхний участок потенциометра R_2. При изменении анодного напряжения сеточный ток изменяется. Это в свою очередь вызывает перераспределение напряжений на сеточном потенциометре, и следовательно, сеточное напряжение также изменяется. Например, с увеличением анодного напряжения сеточное напряжение возрастает (предоставляем читателю доказать это). Следовательно, во время снятия анодной характеристики при положительном сеточном напряжении надо также поддерживать это напряжение неизменным, перемещая ползунок у потенциометра R_2.

Подобное влияние анодного напряжения на сеточное отсутствует при отрицательном напряжении сетки, т. е. когда нет сеточного тока.

Следует отметить, что при снятии характеристик способ регулирования напряжений с помощью потенциометров не является единственно возможным. Например, иногда подают на лампу напряжение от селенового или какого-либо другого выпрямителя, а для регулировки применяют потенциометр (рис. 6-10,*а*) или автотрансформатор (рис. 6-10,*б*), включенный в цепь первичной обмотки транс-

форматора выпрямителя. Конечно, если выпрямитель кенотронный, то накал кенотрона при этом не должен изменяться, т. е. необходимо применить для него отдельный понижающий трансформатор. Отсутствие потенциометра уменьшает влияние регулировки напряжения одной цепи на напряжение другой цепи. Но все же это влияние есть, так как всякое изменение тока вызывает изменение падения напряжения на внутреннем сопротивлении выпрямителя, а следовательно, изменяется и напряжение на его зажимах. Для уменьшения этого явления желательны выпрямители с малым внутренним сопротивлением, например селеновые.

Однако метод регулировки, показанный на схемах на рис. 6-10, имеет некоторый недостаток. Когда устанавливается напряжение, равное нулю, то внутреннее сопротивление выпрямителя становится очень большим (у кенотрона оно будет бесконечно велико) и невозможно измерить начальный ток исследуемой лампы. Поэтому при $u_a=0$ приходится отключать выпрямитель и замыкать цепь того электрода, для которого мы хотим измерить начальный ток. В этом отношении потенциометр имеет некоторое преимущество. При установке его ползунка на нулевое напряжение данный электрод практически замыкается с катодом (через миллиамперметр, измеряющий ток данного электрода).

Действительные характеристики триода по форме и взаимному расположению весьма заметно отличаются от теоретических. Причины этих отклонений те же, что и для характеристик диода. На участки характеристик для малых анодных токов особенно сильное влияние оказывают начальная скорость электронов, контактная разность потенциалов и термо-э. д. с., а в случае мощных ламп с прямонакальным катодом — также и магнитное поле тока накала. Значительное влияние оказывают неодинаковость температуры по поверхности катода, неэквипотенциальность катода, автоэлектронная эмиссия и дополнительный подогрев катода анодным током.

В триоде перечисленные факторы изменяют характеристику анодного тока сильнее, нежели в диоде, так как некоторые из этих факторов действуют не только в анодной цепи, но через посредство сетки дополнительно влияют на анодный ток.

Например, контактная разность потенциалов, действующая в сеточной цепи, создает на сетке некоторое напряжение, влияющее на величину анодного тока.

Следует также отметить, что большое влияние на характеристики триода оказывает искажение поля за счет того, что сетка представляет собой не сплошной проводник с ровной поверхностью, а состоит из проволочек с промежутками между ними. Чем реже сетка и чем ближе она к катоду, тем сильнее сказывается ее неоднородность. Если сетка расположена очень близко к катоду и недостаточно густа, то ее поле практически действует не на весь электронный поток, идущий с поверхности катода, а лишь на некоторые

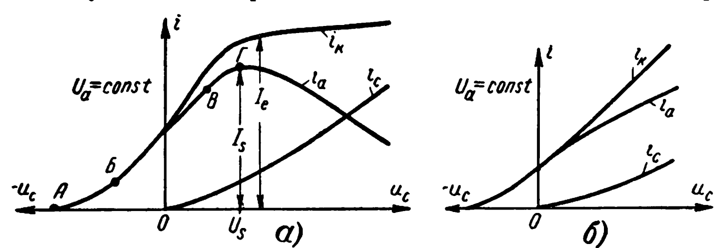


Рис. 6-11. Сеточные характеристики триода для токов анода, сетки и катода.

его части, более близкие к проводникам сетки (рис. 6-11). Это явление называют «островковым эффектом», так как с некоторых частей поверхности катода («островков») электроны движутся к аноду, почти не испытывая влияния со стороны сетки.

На рис. 6-11,*а* изображены сеточные характеристики токов анода, сетки и катода при одном анодном напряжении. Эти характеристики соответствуют лампе с резко выраженным режимом насыщения (например, лампе с вольфрамовым катодом).

Характеристика анодного тока при $u_c < 0$ совпадает с характеристикой катодного тока. Начальная точка характеристики (*А*) обычно соответствует несколько большему отрицательному напряжению сетки, нежели определенному по формуле (6-21):

$$u_{с.зап} = -Du_a = -\frac{u_a}{\mu},$$

что объясняется главным образом начальной скоростью электронов, а также контактной разностью потенциалов.

Нижний изгиб характеристики *АБ* постепенно переходит в средний линейный участок *БВ*. Для положительных сеточных напряжений характеристика катодного тока распо-

ложена выше характеристики анодного тока вследствие появления сеточного тока. Характеристика сеточного тока идет подобно характеристике диода из начала координат.

Увеличение положительного напряжения сетки вызывает сначала рост всех токов. Однако при некотором напряжении U_s наступает режим насыщения. Переход в этот режим совершается постепенно, и ему соответствует верхний изгиб характеристики анодного тока (*ВГ*). В режиме насыщения при дальнейшем увеличении сеточного напряжения катодный ток растет незначительно, но сеточный ток продолжает возрастать и за счет этого наблюдается уменьшение анодного тока. Такое перераспределение общего катодного тока между анодом и сеткой свидетельствует о работе лампы в перенапряженном режиме. При большом положительном сеточном напряжении анодный ток становится меньше сеточного.

Максимальное значение анодного тока обычно называют током насыщения (I_s). В отличие от диода ток насыщения у триода всегда меньше тока эмиссии на величину сеточного тока.

Для ламп с активированным катодом катодный ток в режиме насыщения возрастает довольно сильно. В частности, у ламп с оксидным катодом он растет так же, как и в режиме ограничения, и поэтому в области больших положительных напряжений на сетке форма характеристик изменяется. Возможны два вида характеристик. Если при увеличении сеточного напряжения ток сетки растет медленнее, чем катодный ток, то характеристика анодного тока в режиме насыщения имеет подъем (рис. 6-11,*б*). Если же сеточный ток растет быстрее, чем катодный, то анодный ток уменьшается (рис. 6-11,*а*). Чем гуще сетка и чем меньше анодное напряжение, тем сильнее нарастает сеточный ток. Таким образом, характеристики, изображенные на рис. 6-11,*а* и *б*, соответствуют либо двум различным лампам, имеющим сетки различной густоты, либо одной лампе, но при разных анодных напряжениях.

Лампы довольно редко работают при больших положительных напряжениях сетки. В частности, у приемно-усилительных ламп обычно сеточное напряжение при своих изменениях либо остается все время отрицательным, либо доходит до сравнительно небольших положительных значений. Иначе говоря, работа таких ламп не выходит за пределы режима ограничения. Поэтому в справочниках характеристики приемно-усилительных ламп даются только для

этого режима, часто даже лишь для отрицательных сеточных напряжений. В дальнейшем изложении мы будем поступать так же.

В зависимости от величины μ, т. е. от густоты сетки, характеристика анодного тока может располагаться различно относительно оси ординат. Для лампы с густой сеткой, имеющей высокое значение μ, запирающее напряжение сетки невелико по абсолютной величине, и характеристика лишь небольшой своей частью располагается левее оси ординат, в области отрицательных сеточных напряжений (рис. 6-12). Основная часть характеристики находится в области положительных сеточных напряжений, т. е. пра-

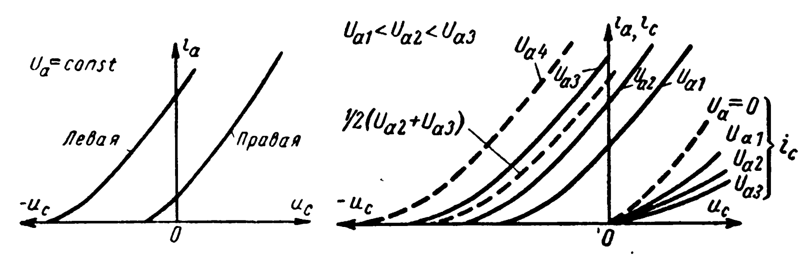


Рис. 6-12. „Левая" и „правая" характеристики триода.

Рис. 6-13. Семейство сеточных характеристик для токов анода и сетки.

вее оси ординат. Такая характеристика, а иногда вместе с ней и сама лампа, называется «правой».

Наоборот, в случае редкой сетки, когда значение μ невелико, запирающее напряжение получается большим и характеристика имеет значительный участок, расположенный в области отрицательных сеточных напряжений. Подобная характеристика, называемая «левой», также показана на рис. 6-12. Лампы с «левой» характеристикой необходимы во многих случаях, так как они могут работать при значительном анодном токе с полным отсутствием вредного сеточного тока. Но зато у них невелик коэффициент усиления.

Примерный вид семейства сеточных характеристик триода изображен на рис. 6-13. Здесь показаны характеристики для трех различных анодных напряжений. При повышении анодного напряжения характеристика анодного тока сдвигается влево, а характеристика сеточного тока проходит ниже. Это объясняется следующим образом.

Чем выше анодное напряжение, тем больше должно быть запирающее отрицательное напряжение на сетке и

тем больший анодный ток получается при данном сеточном напряжении. Зато сеточный ток при этом становится меньше, так как усилившееся поле анода не дает многим электронам притягиваться к сетке, а заставляет их пролетать сквозь сетку. И, наоборот, при понижении анодного напряжения сетка получает возможность притягивать к себе все большее и большее количество электронов, т. е. сеточный ток возрастает. Таким образом, характеристики сеточного тока идут из начала координат расходящимся пучком (веером). В этом пучке выше всего располагается характеристика для $U_а=0$ (она показана пунктиром).

В некоторых устройствах триоды в течение какой-то части времени рабочего процесса имеют на аноде отрицательное напряжение (например, в ламповых генераторах при больших амплитудах колебаний). При этом ток анода равен нулю. Характеристики тока сетки для такого случая показаны на рис. 6-14.

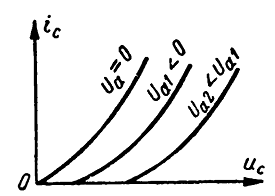


Рис. 6-14. Сеточные характеристики тока сетки для нулевого и отрицательного анодных напряжений.

Чем больше отрицательное напряжение на аноде, тем дальше вправо сдвигается характеристика, т. е. тем большее положительное напряжение надо дать на сетку, чтобы появился сеточный ток. Это объясняется тем, что от анода, заряженного отрицательно, к катоду проникает тормозящее поле. Для его компенсации сетка должна создавать ускоряющее поле.

Семейство действительных сеточных характеристик анодного тока триода имеет заметные отличия от теоретических характеристик. О том, что по форме характеристики отклоняются от полукубических парабол, и о причинах этого отклонения мы уже знаем. Теперь важно отметить, что действительные характеристики сдвигаются не строго пропорционально анодному напряжению. Иначе говоря, при одной и той же разнице в анодном напряжении расстояние между двумя соседними характеристиками получается не строго одинаковым. Кроме того, действительные характеристики идут так, что расстояние между двумя соседними характеристиками, взятое по горизонтали, не остается постоянным на различной высоте. Обычно это расстояние наибольшее в самом начале характеристик, а с переходом на линейный участок оно постепенно уменьшается.

Однако в области положительных сеточных напряжений при больших анодных токах и особенно при переходе в область насыщения это расстояние снова увеличивается.

При решении многих практических вопросов могут быть нужны характеристики, отсутствующие в семействе, приведенном в справочнике. В таком случае можно добавить к этому семейству недостающие характеристики. Проще всего провести добавочную характеристику в случае, если она должна быть между двумя характеристиками семейства. Задачу эту решают по методу пропорционального деления (в математике такой метод называют линейной интерполяцией). Особенно легко провести характеристику для анодного напряжения, являющегося средним между его значениями для двух соседних характеристик. Например, на рис. 6-13 показана пунктиром характеристика для анодного напряжения, равного $\frac{1}{2}(U_{a2}+U_{a3})$.

В случае необходимости можно построить также характеристику, расположенную вне пределов имеющегося семейства. Ее строят, считая приближенно, что она сдвинута пропорционально анодному напряжению[1]. Для примера на рис. 6-13 показана пунктиром характеристика для некоторого анодного напряжения U_{a4}, причем

$$U_{a4}-U_{a3}=U_{a3}-U_{a2}=U_{a2}-U_{a1}.$$

Чтобы новые дополненные характеристики были ближе к истинным, следует не только исходить из принципа сдвига характеристик пропорционально анодному напряжению, но и сделать поправки с учетом отмеченных выше особенностей взаимного расположения действительных характеристик.

Рассмотрим теперь семейство действительных анодных характеристик триода, изображенных на рис. 6-15 сплошными линиями для анодного тока и пунктирными — для сеточного. Основную характеристику анодного тока при $U_c=0$ можно считать идущей из начала координат, если не учитывать начального тока. Для более отрицательных сеточных напряжений U_{c1}, U_{c2}, U_{c3} и т. д. характеристики расположены правее и имеют несколько меньший наклон,

---

[1] Такой метод в математике называют линейной экстраполяцией. Конечно, экстраполяция дает меньшую точность, нежели интерполяция.

т. е. идут расходящимся пучком. Значения отпирающих анодных напряжений для начальных точек этих характеристик получаются несколько меньшими, чем определенные из формулы $u_{а.отп} = -\mu u_с$. Такое отклонение объясняется главным образом начальной скоростью электронов. Действительные анодные характеристики в отличие от теоретических сдвигаются не строго пропорционально сеточному напряжению.

Характеристики анодного тока для положительных сеточных напряжений $U_{с6}$, $U_{с7}$, $U_{с8}$ все идут из начала

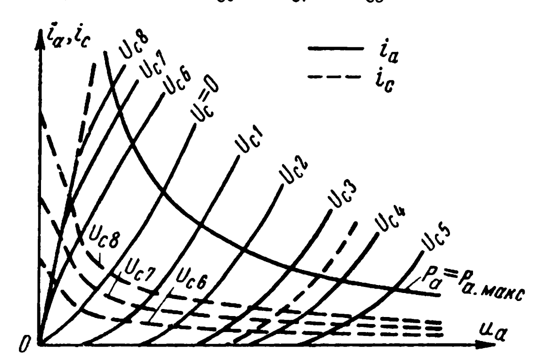


Рис. 6-15. Семейство анодных характеристик триода для токов анода и сетки и линия максимально допустимой мощности потерь на аноде.

координат (без учета начального тока) и располагаются левее основной характеристики. Форма их различна. При небольших положительных напряжениях на сетке характеристики по форме близки к основной характеристике, но при увеличении сеточного напряжения характеристики приобретают выпуклость влево, а не вправо. Поэтому при каком-то напряжении сетки возможно, что характеристика будет почти прямолинейной.

Особенностью характеристик анодного тока для положительных сеточных напряжений является то, что они сначала идут очень круто, а затем рост анодного тока замедляется. Эта особенность связана также с характеристиками сеточного тока, которые существуют только для положительных напряжений сетки. Наибольшее значение ток сетки имеет при $u_a = 0$, и конечно, он возрастает при увеличении сеточного напряжения. С повышением анодного напряже-

ния сеточный ток уменьшается сначала резко, а затем медленно. Такой своеобразный ход характеристик при $u_c > 0$ объясняется следующим образом.

Если на сетке напряжение положительно, а на аноде оно равно нулю, то электроны под влиянием положительного напряжения сетки приобретают значительную скорость, пролетают сквозь сетку, а далее попадают в тормозящее поле. Здесь их скорость уменьшается и соответственно увеличивается плотность объемного заряда. Это вызывает понижение потенциала, способствующее еще большему торможению электронов. В результате такого процесса между сеткой и анодом возникает потенциальный барьер и образуется скопление электронов — **второе электронное облачко**. Распределение потенциала в триоде для данного случая и второе электронное облачко показаны на рис. 6-16.

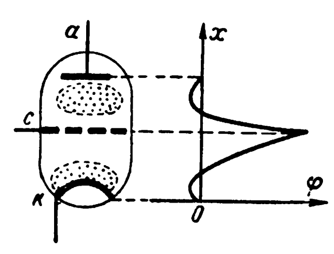


Рис. 6-16. Два электронных облачка и распределение потенциала в триоде при нулевом напряжении на аноде.

Почти все электроны из этого облачка возвращаются на сетку. Именно этим объясняется, что при $u_a = 0$ ток сетки имеет наибольшее значение. Он образуется не только из электронов, непосредственно попадающих с катода на сетку, но также из электронов, пролетевших сетку, побывавших во втором электронном облачке и вернувшихся на сетку. Лишь очень небольшая часть электронов, вылетевших из катода со значительными начальными скоростями, преодолевает возникший потенциальный барьер и попадает на анод, образуя начальный анодный ток.

Пусть теперь на анод будет подано небольшое положительное напряжение. Тогда анод начнет притягивать электроны из второго электронного облачка. Ускоряющее поле анода действует на эти электроны полностью, без ослабления, так как между анодом и облачком нет никаких препятствий для поля. Кроме того, облачко расположено сравнительно близко от анода. Можно сказать, что второе электронное облачко вместе с анодом образует систему, подобную диоду. Второе электронное облачко играет такую же роль, как электронное облачко около катода обычного диода, и поэтому иногда его называют **виртуальным ка-**

тодом. Это — своеобразная «вторая резервная армия электронов». Поэтому даже при небольших положительных анодных напряжениях ток анода резко возрастает, а ток сетки соответственно резко падает, поскольку все меньше и меньше электронов возвращается из облачка на сетку. Таким образом, при увеличении анодного напряжения второе электронное облачко быстро рассасывается и происходит резкое перераспределение тока между сеткой и анодом.

При некотором положительном анодном напряжении это облачко практически исчезает[1]. Ни один электрон уже не возвращается на сетку. Все электроны, пролетевшие сетку, движутся к аноду. Дальнейшее увеличение анодного напряжения вызывает рост анодного тока за счет того, что поле анода частично проникает сквозь сетку и «вытягивает» электроны из первого облачка, находящегося вблизи катода, и лишь отчасти за счет перераспределения токов. Теперь уже анодный ток растет медленнее, так как действие поля анода значительно ослаблено сеткой. Сеточный ток снижается также гораздо медленнее.

В семействе анодных характеристик иногда показывают линию максимально допустимой мощности потерь на аноде ($P_а = P_{а.макс}$). Так как $P_а = i_а u_а$, то уравнение рассматриваемой кривой следует написать в таком виде:

$$i_а = \frac{P_{а.макс}}{u_а}. \tag{6-22}$$

Если величина $P_{а.макс}$ известна, то для различных значений анодного напряжения можно вычислить анодный ток и по точкам построить кривую $P_{а.макс}$, которая будет гиперболой (рис. 6-15). Область, лежащая ниже этой кривой, соответствует допустимым режимам работы лампы, а точки выше кривой — недопустимым режимам, при которых $P_а > P_{а.макс}$. Так как допустимые значения анодного тока меньше для более высоких анодных напряжений, то характеристики для более отрицательных сеточных напряжений часто ограничивают соответственно меньшими токами (рис. 6-15).

В области малых анодных напряжений характеристики анодного тока для $u_с > 0$ не могут идти как угодно круто. При повышении сеточного напряжения начальные участки

---

[1] Конечно, объемный заряд в пространстве анод — сетка в этом случае не исчезает, но в нем отсутствует область с резко увеличенной плотностью.

этих характеристик сливаются и практически не располагаются левее некоторой наклонной линии, показанной пунктиром на рис. 6-15. Таким образом, при малых анодных напряжениях значительное увеличение положительного напряжения на сетке практически не дает возрастания анодного тока; растет только сеточный ток, что опять-таки объясняется наличием второго электронного облачка. Повышение сеточного напряжения увеличивает число электронов, уходящих из первого облачка во второе, причем эти электроны возвращаются на сетку. Анод же притягивает из второго облачка примерно одно и то же количество электронов независимо от того, много ли их в облачке. Важно только, чтобы облачко существовало, т. е. чтобы был «резерв», из которого электроны могут притягиваться к аноду.

Действительные анодные характеристики тока сетки для значений $u_а<0$ по форме, конечно, отличаются от теоретических, но их семейство располагается подобно семейству теоретических характеристик (левее оси ординат на рис. 6-8,*б*).

Когда в семействе анодных характеристик нужно провести дополнительные характеристики, отсутствующие в справочнике, то следует поступать, как было указано в отношении сеточных характеристик. Для примера на рис. 6-15 проведена пунктиром характеристика анодного тока для напряжения, являющегося средним между $U_{с3}$ и $U_{с4}$.

Имея в своем распоряжении только одно семейство сеточных характеристик, нетрудно построить семейство анодных характеристик, и наоборот. Такое перестроение характеристик из одной системы координат в другую иногда приходится делать. На рис. 6-17 в качестве примера показано, как следует строить семейство анодных характеристик анодного тока, если задано семейство сеточных характеристик. Дело сводится к простому переносу точек из одной системы координат в другую. В заданном семействе сеточных характеристик для $u_с=0$ значения анодного тока при анодных напряжениях $U_{а1}$, $U_{а2}$, $U_{а3}$, $U_{а4}$, $U_{а5}$ определяются точками *А*, *Б*, *В*, *Г*, *Д*. Переносим эти точки в систему координат $i_а$, $u_а$ и получаем точки *А'*, *Б'*, *В'*, *Г'*, *Д'*, через которые проводим плавную кривую. Она является анодной характеристикой для $U_с=0$. Далее, путем переноса из семейства сеточных характери-

стик точек, соответствующих сеточному напряжению U_{c1}, получим анодную характеристику для напряжения U_{c1}, что также показано на рис. 6-17. Таким путем можно построить и ряд других анодных характеристик. Как видно, каждая вертикальная линия в семействе сеточных характеристик, будучи перенесена в систему координат $i_а$, $u_а$, превращается в соответствующую анодную характеристику.

Подобным же методом строится семейство сеточных характеристик по заданному семейству анодных характеристик. В этом случае вертикальная линия в семействе

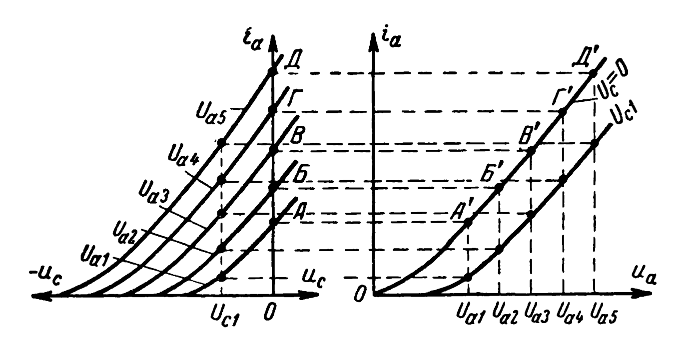


Рис. 6-17. Построение семейства анодных характеристик триода по заданному семейству его сеточных характеристик.

анодных характеристик, соответствующая какому-то постоянному анодному напряжению, переносится по точкам в систему координат $i_а$, $u_с$ и становится там сеточной характеристикой. Конечно, такие перестроения будут тем точнее, чем больше характеристик имеется в заданном семействе. Поэтому в последнем иногда полезно провести дополнительные промежуточные характеристики.

Как мы знаем, в импульсном режиме в лампах могут быть получены анодные токи, во много раз бóльшие, нежели в режиме непрерывной работы. Такая возможность связана со способностью оксидных и некоторых других активированных катодов давать в импульсном режиме очень большую эмиссию. В триодах импульсный режим достигается подачей на анод и сетку кратковременных повышенных напряжений. Совершенно очевидно, что характеристики ламп для импульсного режима существенно отличаются от обычных характеристик, соответствующих ре-

жиму непрерывной работы. Как правило, для расчета работы ламп в импульсном режиме пользуются анодными характеристиками, причем они снимаются при вполне определенной длительности и частоте повторения импульсов. Увеличение длительности и частоты повторения импульсов вызывает уменьшение анодного и сеточного токов вследствие явления «отравления» катода.

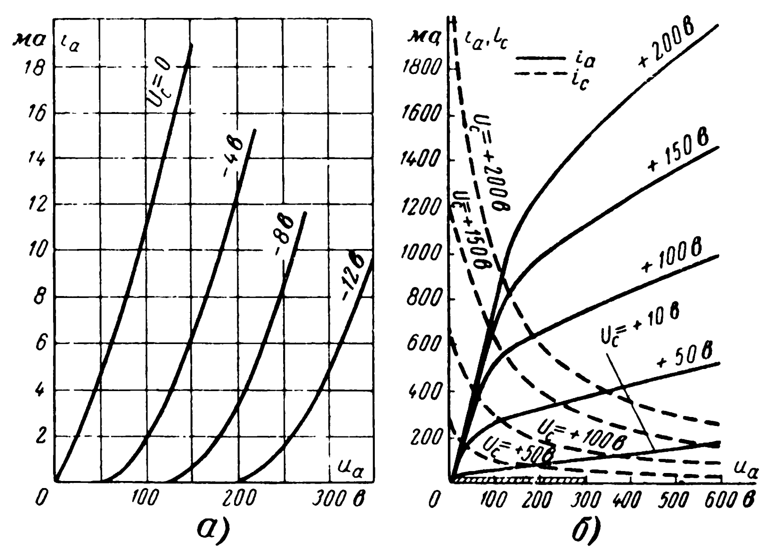


Рис. 6-18. Семейство анодных характеристик триода 6Н8С при отрицательных сеточных напряжениях (*а*) и импульсные характеристики для больших положительных напряжений на сетке (*б*).

Для примера на рис. 6-18 показаны обычные и импульсные характеристики лампы 6Н8С, являющейся двойным триодом. Как видно, семейство обычных характеристик (рис. 6-18,*а*) соответствует сеточным напряжениям от 0 до —12 *в*, анодным напряжениям до 300 *в* и анодным токам до 18 *ма*. Эти данные характерны для режима непрерывной работы лампы 6Н8С в усилителях, генераторах и т. д. Импульсные характеристики (рис. 6-18,*б*) даны для случая, когда длительность импульса $\tau_и = 2$ *мксек* и частота повторения импульсов $f_п = 1\,000$ *гц*. Они соответствуют сеточным напряжениям от 0 до +200 *в*, анодным напряжениям до 600 *в*, а токи анода и сетки достигают 2 000 *ма*. В семействе импульсных характеристик внизу

заштрихована маленькая область, в которой находится семейство обычных (неимпульсных) характеристик, показанных на рис. 6-18,*а*.

Разумеется, импульсные характеристики нельзя снимать обычными методами, подавая на лампу постоянные напряжения, например по схеме на рис. 6-9,*а*, так как мощности, рассеивающиеся на аноде и сетке, во много раз превысят допустимые значения. Кроме того, как указывалось выше, импульсные характеристики зависят от длительности и частоты повторения импульсов. Эти характеристики снимают с помощью специальных схем, в которых лампа работает в заданном импульсном режиме. Рассмотрение таких схем выходит за рамки данной книги.

Надо подчеркнуть, что и обычные характеристики при значительных токах, например в области положительных сеточных напряжений, следует снимать осторожно. Нельзя допускать значительный и длительный перегрев анода. Измерения надо делать по возможности быстро.

6-6. СТАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТРИОДА

К параметрам триода можно прежде всего отнести известные нам величины: напряжение накала $U_н$, ток накала $I_н$, эмиссию катода I_e, максимально допустимую мощность потерь на аноде $P_{а.макс}$, максимально допустимое напряжение между нитью и катодом $U_{н.к.макс}$. Кроме того, для триодов обычно указываются нормальные величины постоянных анодного и сеточного напряжений и соответствующее им значение постоянного анодного тока. Однако нормальные рекомендуемые заводом анодное и сеточное напряжения не являются обязательными. Наоборот, во многих случаях лампы работают при других значениях питающих напряжений. Вполне допустимо понижение анодного напряжения. Возможно и некоторое повышение анодного напряжения, но оно, конечно, не должно приводить к недопустимому увеличению мощности потерь на аноде. Иногда для триодов указывают максимально допустимое значение анодного напряжения.

Важная для диодов величина максимально допустимого обратного напряжения для триодов никогда не указывается, так как у них на аноде не бывает высокого отрицательного напряжения. Для триодов, работающих в импульсном режиме, иногда указывают максимально допустимый импульс анодного тока.

Главными параметрами триода, характеризующими его качества, являются: крутизна характеристики, называемая короче крутизной, внутреннее сопротивление и коэффициент усиления. Знание этих параметров необходимо для решения вопросов о применении триода в тех или иных схемах.

В данном параграфе мы изучим статические параметры триода, характеризующие его работу без нагрузочного сопротивления в анодной цепи. Для краткости мы будем называть их просто параметрами. Работа триода в динамическом режиме, т. е. с нагрузочным сопротивлением, и характерные для такого режима параметры, а также междуэлектродные емкости в триоде будут рассмотрены далее.

а) **Крутизна (S).** Крутизна характеризует управляющее действие сетки, т. е. влияние сеточного напряжения на анодный ток.

Если при постоянном анодном напряжении изменить сеточное напряжение на величину $\Delta u_с$ и при этом анодный ток изменится на величину $\Delta i_а$, то крутизна определится по формуле

$$S=\frac{\Delta i_а}{\Delta u_с} \text{ при } u_а=\text{const}. \qquad (6\text{-}23)$$

Как видно, крутизна представляет собой отношение изменения анодного тока к соответствующему изменению сеточного напряжения при постоянном анодном напряжении. Условие $u_а=\text{const}$ необходимо для того, чтобы крутизна характеризовала действие именно только одного сеточного напряжения.

Принято выражать крутизну в миллиамперах на вольт (*ма/в*) или амперах на вольт (*а/в*). Можно сказать, что величина крутизны показывает, на сколько миллиампер изменяется анодный ток при изменении сеточного напряжения на 1 *в*, если анодное напряжение постоянно.

Например, если изменение сеточного напряжения $\Delta u_с=2$ *в* вызвало изменение анодного тока $\Delta i_а=6$ *ма*, то крутизна равна:

$$S=\frac{6}{2}=3 \text{ ма/в}.$$

Необходимо подчеркнуть существенную разницу между понятиями крутизны для триода и диода. Как мы знаем, крутизна диода имеет смысл внутренней проводимости для переменного тока и является величиной, обратной внутреннему сопротивлению. Крутизна триода хотя и имеет размерность проводимости, не представляет собой внутреннюю проводимость[1]. При вычислении проводимости необходимо брать ток и напряжение, относящиеся к одной и той же цепи. Но в формуле, определяющей крутизну триода, изменение напряжения относится к сеточной цепи, а изменение тока — к анодной цепи. Сеточное напряжение влияет на анодный ток, но этот ток создается не сеточным напряжением, а анодным. Таким образом, не следует крутизну понимать как внутреннюю проводимость участка сетка—катод.

Современные триоды обычно имеют крутизну в пределах 1—30 *ма/в*. Чем больше крутизна, тем лучше лампа. Это понятно: ведь главное свойство триода заключается в том, что сетка управляет анодным током. А чем больше крутизна, тем сильнее управляющее действие сетки.

В большинстве случаев крутизна у ламп составляет единицы миллиампер на вольт. Величина крутизны выше 10 *ма/в* считается уже весьма высокой. У мощных генераторных ламп крутизна бывает более 20 *ма/в*. Крутизна менее 1 *ма/в* встречается редко (у ламп специального назначения или у ламп старых типов, качество которых следует считать низким).

Величина крутизны зависит от конструкции лампы и режима ее работы. Теоретически из закона трех вторых можно получить следующее выражение для крутизны триода с плоскими электродами, работающего без сеточного тока, т. е. при $u_с < 0$:

$$S = 3{,}5 \cdot 10^{-6} \frac{Q_а}{d^2_{с.к}} \sqrt{u_с + Du_а}. \qquad (6\text{-}24)$$

Из этой формулы видно, что крутизна увеличивается при увеличении рабочей поверхности анода и уменьшении расстояния сетка—катод. При этом зависимость крутизны от расстояния $d_{с.к}$ получается довольно сложной, так как $d_{с.к}$ не только стоит в квадрате в знаменателе, но и влияет также на величину проницаемости D. При очень

[1] Иногда считают, что крутизна имеет смысл так называемой переходной проводимости, т. е. характеризует переход от сеточной цепи к анодной, связь между этими цепями.

малом расстоянии $d_{с.к}$ крутизна может уменьшиться из-за влияния „островкового эффекта". Формула (6-24) также показывает, что с повышением напряжений на сетке и аноде крутизна увеличивается.

Приведенная формула при $u_с > 0$ несправедлива, так как в этом случае закон трех вторых определяет не анодный ток, а катодный. Формула неприменима также и к режиму насыщения, поскольку закон трех вторых относится только к режиму ограничения.

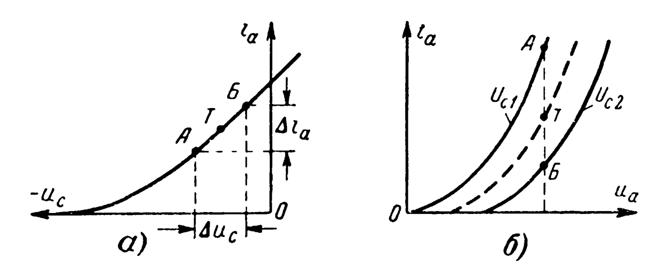


Рис. 6-19. Определение крутизны из характеристик триода.

В случае цилиндрических электродов формула для крутизны имеет следующий вид:

$$S = 22 \cdot 10^{-6} \frac{l_а}{r_с a} \sqrt{u_с + Du_а}. \qquad (6\text{-}25)$$

Рассмотрим теперь определение крутизны из характеристик. Если дана сеточная характеристика триода, то в пределах ее линейного участка крутизна имеет наибольшее значение и остается практически постоянной. Именно это значение крутизны считается номинальным параметром лампы и приводится без особых оговорок в справочниках.

Нетрудно сообразить, что крутизна S связана с наклоном сеточной характеристики. Чем круче идет сеточная характеристика, тем больше S. Величина S пропорциональна тангенсу угла наклона касательной к сеточной характеристике.

Для линейного участка характеристики крутизна легко определяется методом двух точек (рис. 6-19,*а*). Так как на данном участке крутизна постоянна, то найденное ее значение можно отнести к любой точке участка.

Но если участок между взятыми точками A и $Б$ является нелинейным, то определенная этим методом крутизна $S_{АБ}$ является средней крутизной для данного участка, так как $S_А < S_Б$. В случае, если нелинейность не очень велика, можно считать, что $S_{АБ}$ с хорошим приближением равна крутизне для средней точки T участка $АБ$:

$$S_{АБ} \approx S_Т.$$

Наиболее точно крутизну в данной точке можно определить методом касательной.

На нижнем изгибе характеристики крутизна уменьшается и доходит до нуля в начальной точке характеристики; это объясняется возрастанием объемного заряда (электронное облачко у катода становится плотнее). Если характеристика имеет верхний изгиб, то для него крутизна также уменьшается.

При определении крутизны из анодных характеристик необходимо иметь не меньше двух характеристик (рис. 6-19,*б*). В данном случае применяют метод двух точек, а метод касательной непригоден, так как наклон анодных характеристик не связан непосредственно с величиной крутизны. Следует взять на двух характеристиках для $U_{с1}$ и $U_{с2}$ точки A и $Б$, соответствующие одному и тому же анодному напряжению. Изменение тока $\Delta i_а$ при переходе от точки A к точке $Б$ надо разделить на соответствующее изменение напряжения $\Delta u_с = U_{с1} - U_{с2}$. Поскольку действительные характеристики сдвигаются не строго пропорционально напряжению $u_с$, следует считать, что найденная таким путем крутизна $S_{АБ}$ является средней для участка $АБ$. Если этот участок не очень большой, то с достаточной точностью можно принять, что найдена крутизна для точки T, лежащей на средней характеристике, соответствующей напряжению $\frac{1}{2}(U_{с1} + U_{с2})$.

Иначе говоря, если требуется определить из анодных характеристик возможно точнее крутизну в данной точке T, то следует взять приращения тока и напряжения между точками A и $Б$, лежащими на соседних характеристиках, по отношению к которым точка T является средней точкой.

В пределах линейных участков анодных характеристик величина S приближенно постоянна и имеет наибольшее значение. При переходе на нижний изгиб анодных харак-

теристик расстояние между ними, взятое по вертикали, уменьшается. Следовательно, уменьшается $\Delta i_а$, а $\Delta u_с = U_{с1} - U_{с2}$ остается постоянным. Отсюда ясно, что крутизна на нижнем изгибе уменьшается. Причиной этого является увеличение объемного заряда около катода.

б) **Внутреннее сопротивление** (R_i). Оно имеет такой же смысл, как и в диоде, т. е. является внутренним сопротивлением триода между анодом и катодом для переменного анодного тока. При определении R_i для триода необходимо только обусловить постоянство сеточного напряжения. Если при изменении анодного напряжения на величину $\Delta u_а$ анодный ток изменяется на величину $\Delta i_а$, то внутреннее сопротивление равно:

$$R_i = \frac{\Delta u_а}{\Delta i_а} \text{ при } u_с = \text{const}. \quad (6\text{-}26)$$

Например, при $\Delta u_а = 50$ *в* и $\Delta i_а = 2$ *ма* получаем:

$$R_i = \frac{50}{2} = 25 \text{ } ком.$$

Внутреннее сопротивление характеризует влияние изменения анодного напряжения на анодный ток. Чем больше R_i, тем слабее влияние анода на анодный ток. Действительно, при более высоком R_i для получения прежнего изменения тока $\Delta i_а$ надо изменить в большей степени анодное напряжение, а если $\Delta u_а$ будет прежним, то получится меньшее значение $\Delta i_а$.

Таким образом, если крутизна оценивает действие сетки на анодный ток, то внутреннее сопротивление позволяет оценить влияние анода. Именно для того, чтобы учитывать изменение анодного тока только под влиянием изменения анодного напряжения, надо при определении R_i полагать сеточное напряжение постоянным.

Вместо R_i можно было бы ввести величину внутренней проводимости, которая равна:

$$G_i = \frac{1}{R_i} = \frac{\Delta i_а}{\Delta u_а} \text{ при } u_с = \text{const}. \quad (6\text{-}27)$$

Эта величина определяется так же, как крутизна диода. По своей сущности и размерности она имеет сходство и с крутизной триода. Как мы знаем, крутизна триода S показывает, на сколько миллиампер (или ампер) изменяется анодный ток при изменении сеточного напряжения на 1 *в*. Подобно этому внутренняя проводимость G_i показывает, на сколько миллиампер (или ампер) изменяется анодный ток при изменении анодного напряжения на 1 *в*.

Однако во всех практических расчетах принято пользоваться величиной R_i, а не G_i, хотя обе величины совершенно равноправны. Вообще всегда можно в любых формулах заменить сопротивление проводимостью или наоборот, и от этого суть дела не изменится. Но в большинстве электротехнических расчетов принято пользоваться сопротивлением, а не проводимостью.

Внутреннее сопротивление для современных триодов может быть порядка 0,5 — 100 *ком*. В большинстве случаев R_i бывает от нескольких килоом до 10 — 30 *ком*. Малое R_i порядка сотен ом встречается редко, лишь у некоторых мощных усилительных триодов. Указанные значения R_i, конечно, относятся к работе лампы в нормальном режиме в области линейных участков характеристик.

Величина R_i зависит, как и крутизна, от конструкции электродов и режима работы лампы, т. е. от величин напряжений на сетке и аноде. На основании закона трех вторых можно получить следующую формулу для R_i (в случае триода с плоскими электродами и при $u_с < 0$):

$$R_i = \frac{d^2_{с.к}}{3{,}5 \cdot 10^{-6} Q_а D \sqrt{u_с + D u_а}}. \qquad (6\text{-}28)$$

Из этой формулы видно, что R_i уменьшается при уменьшении $d_{с.к}$ и увеличении $Q_а$. При этом зависимость R_i от $d_{с.к}$ довольно сложна, так как от величины $d_{с.к}$ зависит и проницаемость D, входящая в формулу. Если D возрастает, например, когда сетка делается более редкой, то R_i уменьшается. Это объясняется тем, что сквозь более редкую сетку анод сильнее действует на электроны, вылетающие из катода.

Расстояние $d_{а.к}$ в явном виде не входит в формулу. Но при увеличении $d_{а.к}$ влияние анода уменьшается, что

должно увеличивать R_i и уменьшать D. Из формулы (6-28) видно, что с уменьшением проницаемости D внутреннее сопротивление R_i возрастает.

Формула (6-28) показывает, что при уменьшении результирующего напряжения R_i возрастает. Это объясняется увеличением объемного заряда. При $u_{рез}=0$ получается $R_i=\infty$.

В случае триода с цилиндрическими электродами R_i на основании закона трех вторых выражается формулой

$$R_i=\frac{r_c a}{22\cdot10^{-6} l_a D\sqrt{u_c+Du_a}}. \qquad (6\text{-}29)$$

По этой формуле также можно проследить влияние геометрических размеров электродов и питающих напряжений на величину R_i.

Для определения R_i из сеточных характеристик необходимо взять при постоянном сеточном напряжении прира-

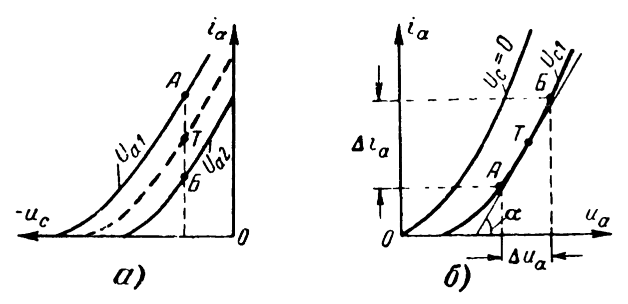


Рис. 6-20. Определение внутреннего сопротивления из характеристик триода.

щение анодного тока Δi_a между точками A и $Б$, лежащими на характеристиках для напряжений U_{a1} и U_{a2} (рис. 6-20,*а*). Разделив $\Delta u_a=U_{a1}-U_{a2}$ на Δi_a, получим значение R_i, соответствующее средней точке T отрезка $AБ$. Можно считать, что в этой точке анодное напряжение является средним между U_{a1} и U_{a2}, т. е. равно $\frac{1}{2}(U_{a1}+U_{a2})$.

На линейном участке характеристики R_i остается приблизительно постоянным. В области нижнего изгиба отрезок между двумя соседними характеристиками, взятый

по вертикали и выражающий собою $\Delta i_а$, уменьшается, а разность напряжений $\Delta u_а = U_{а1} - U_{а2}$ остается неизменной. Это означает, что R_i увеличивается вследствие возрастания объемного заряда. В начальной точке характеристики R_i возрастает до бесконечности.

Если обратиться к анодным характеристикам (рис. 6-20,*б*), то нетрудно установить, что внутреннее сопротивление связано с наклоном этих характеристик. Чем круче они идут, тем меньше R_i. Таким образом, геометрическая крутизна анодных характеристик непосредственно не связана с крутизной S. Для определения R_i достаточно воспользоваться одной характеристикой. Величина R_i пропорциональна котангенсу угла наклона α касательной, проведенной к анодной характеристике в заданной точке (рис. 6-20,*б*). Очевидно, что внутренняя проводимость G_i пропорциональна тангенсу этого же угла α.

Наиболее точно R_i для заданной точки следует находить методом касательной. Практически часто пользуются методом двух точек (рис. 6-20,*б*). В этом случае найденное значение R_i является средним значением для участка *АБ*. Если участок не имеет значительной нелинейности, то с достаточной точностью можно считать, что найденное R_i относится к средней точке *Т* этого участка.

Так же как и для сеточных характеристик, величина R_i приближенно постоянна на линейном участке анодной характеристики. При переходе на нижний изгиб R_i возрастает, что связано с увеличением объемного заряда, и приближается к бесконечно большому значению в начальной точке характеристики.

У триода подобно диоду внутреннее сопротивление постоянному току R_0 не равно R_i и определяется, как обычно, по закону Ома:

$$R_0 = \frac{u_а}{i_а}. \qquad (6\text{-}30)$$

Чтобы подчеркнуть различие между R_0 и R_i, иногда сопротивление переменному току называют дифференциальным. Для диода R_i и R_0 не очень сильно отличаются друг от друга (теоретически для диода было $R_0 = \frac{3}{2} R_i$).

В триоде разница между R_0 и R_i может быть весьма большой. Сопротивление постоянному току R_0 не считается параметром лампы, так как оно не остается неизменным даже в пределах линейных участков характеристик. Особенно сильно R_0 изменяется под влиянием сеточного напряжения. При постоянном анодном напряжении с увеличением напряжения сетки анодный ток растет, а следовательно, R_0 уменьшается. Проводимость для постоянного тока G_0 вакуумного промежутка анод — катод зависит от количества электронов, находящихся в нем. При изменении сеточного напряжения в положительную сторону все большее количество электронов из облачка, окружающего катод, движется к аноду и заполняет пространство между анодом и катодом. Проводимость этого промежутка возрастает, а сопротивление уменьшается. При $u_c < 0$ обычно R_0 значительно превышает R_i, а при $u_c > 0$, когда анодный ток имеет значительную величину, R_0, наоборот, получается меньшим R_i. В качестве примера приводим величины сопротивлений для линейных участков характеристик лампы 6Н8С (см. рис. 6-18,*а*): R_i имеет величину порядка 7 *ком*, а R_0 для $U_a = 125$ *в* получается порядка 8 *ком* при $U_c = 0$ и увеличивается до 31 *ком* при $U_c = -4$ *в*.

в) **Коэффициент усиления** (μ) **и проницаемость** (D). Эти важные параметры нам уже известны, а теперь необходимо изучить их более подробно. Следует подчеркнуть, что они являются наиболее трудными для понимания параметрами.

Как мы знаем, сетка в триоде действует значительно сильнее, нежели анод, и эта разница в действиях сетки и анода характеризуется величиной коэффициента усиления μ.

Коэффициент усиления показывает, во сколько раз изменение напряжения сетки действует на анодный ток сильнее, чем такое же изменение анодного напряжения.

Например, пусть в некоторой лампе для изменения анодного тока на 1 *ма* нужно изменить анодное напряжение на 40 *в*, а для такого же изменения анодного тока достаточно изменить напряжение сетки всего лишь на 2 *в*. Очевидно, что сетка действует в 20 раз сильнее, и поэтому коэффициент усиления лампы равен 20.

Если одно и то же изменение анодного тока на величину $\Delta i_а$ получается либо при изменении анодного напряжения на $\Delta u_а$, либо при изменении сеточного напряжения на $\Delta u_с$, то можно написать, что

$$\mu = \frac{\Delta u_а}{\Delta u_с}. \qquad (6\text{-}31)$$

Таким образом, коэффициент усиления равен отношению эквивалентных изменений анодного и сеточного напряжений, причем эквивалентность следует понимать по воздействию на анодный ток.

Надо обратить особое внимание на то, что в формуле берется отношение не каких-либо произвольных величин $\Delta u_а$ и $\Delta u_с$, а именно таких, которые вызывают одно и то же изменение анодного тока.

К выражению (6-31) можно прийти еще и другим путем. Мы знаем, что действие напряжения сетки на анодный ток характеризуется величиной крутизны S, а подобной же величиной, характеризующей действие анодного напряжения, является внутренняя проводимость G_i. Чтобы определить, во сколько раз действие сеточного напряжения сильнее, чем действие анодного напряжения, надо взять отношение величин S и G_i. Оно должно быть равно μ:

$$\mu = \frac{S}{G_i}. \qquad (6\text{-}32)$$

А принимая во внимание, что $G_i = \frac{1}{R_i}$, получаем:

$$\mu = SR_i. \qquad (6\text{-}33)$$

Эта формула, связывающая три основных параметра лампы, является весьма важной и очень часто применяется в практических расчетах. Ее иногда называют внутренним уравнением лампы или формулой Баркгаузена. Из формулы (6-33) следует, что если два параметра из трех имеют какие-то определенные значения, то третий параметр будет иметь не любое значение, а то, которое удовлетворяет данному уравнению. Зная два параметра, можно всегда при помощи формулы (6-33) найти третий. При этом, если взять R_i в омах, то S следует выражать в амперах на вольт. Для практических расчетов удобно R_i выражать в килоомах,

и тогда крутизна должна быть в миллиамперах на вольт. Например, если $S = 4$ *ма/в* и $R_i = 10$ *ком*, то $\mu = 4 \cdot 10 = 40$.

Заменим теперь в формуле (6-33) S через $\frac{\Delta i_а}{\Delta u_с}$ и R_i через $\frac{\Delta u_а}{\Delta i_а}$, причем пусть величины $\Delta i_а$, входящие в выражения для S и R_i, будут одинаковы. Тогда получим:

$$\mu = SR_i = \frac{\Delta i_а}{\Delta u_с} \cdot \frac{\Delta u_а}{\Delta i_а} = \frac{\Delta u_а}{\Delta u_с}.$$

Как видим, мы пришли к основной формуле (6-31), определяющей коэффициент усиления.

Можно также дать для μ несколько иное определение.

Коэффициент усиления есть отношение изменений анодного и сеточного напряжений, компенсирующих друг друга, т. е. взаимно уничтожающих свои действия на анодный ток.

Если, например, увеличение (изменение в положительную сторону) анодного напряжения на $\Delta u_а$ дает возрастание анодного тока на $\Delta i_а$, то для компенсации этого изменения, т. е. для возврата анодного тока к прежнему значению, надо его уменьшить на ту же величину $\Delta i_а$ (изменить на $-\Delta i_а$). Для этого требуется уменьшить (изменить в отрицательную сторону) сеточное напряжение на величину $\Delta u_с$. Таким образом, изменения $\Delta u_а$ и $\Delta u_с$, компенсирующие друг друга, должны быть разных знаков. Но коэффициент усиления всегда является положительной величиной (отрицательное значение μ не имеет физического смысла), и поэтому формулу для μ пишут в следующем виде:

$$\mu = -\frac{\Delta u_а}{\Delta u_с} \text{ при } i_а = \text{const}, \qquad (6\text{-}34)$$

или, иначе:

$$\mu = \left| \frac{\Delta u_а}{\Delta u_с} \right| \text{ при } i_а = \text{const}. \qquad (6\text{-}35)$$

Эти формулы надо понимать так, что для сохранения постоянства анодного тока надо изменить напряжения

анода и сетки в разные стороны и при этом $\Delta u_а$ должно быть в μ раз больше, чем $\Delta u_с$. Таким образом, и в данных формулах изменения напряжений $\Delta u_а$ и $\Delta u_с$ не являются произвольными, а связаны между собой условием постоянства анодного тока.

Знак «—» в формуле (6-34) и символы абсолютного значения в формуле (6-35) поставлены именно для того, чтобы величина μ получилась положительной.

Название «коэффициент усиления» подчеркивает, что этот параметр характеризует усиление переменного напряжения лампой. Более подробно процесс усиления будет рассмотрен далее, а здесь мы приведем лишь следующие пояснения.

Пусть, например, лампа имеет $\mu=10$ и $S=3$ *ма/в*. Тогда при подведении к сетке переменного напряжения с амплитудой $U_{mс}=2$ *в* в анодной цепи получается переменная составляющая тока с амплитудой 6 *ма*, т. е., иначе говоря, изменение сеточного напряжения на 2 *в* создает изменение анодного тока на 6 *ма*. Если генератор с переменной э. д. с. 2 *в* включить не на сетку лампы, а в ее анодную цепь, то изменения анодного тока будут в 10 раз слабее, так как $\mu=10$. Переменная составляющая анодного тока в этом случае будет иметь амплитуду, в 10 раз меньшую, т. е. 0,6 *ма*.

Чтобы получить при включении генератора переменной э. д. с. в анодную цепь переменную составляющую анодного тока с амплитудой 6 *ма*, надо, чтобы амплитуда э. д. с. этого генератора была не 2 *в*, а 20 *в*, т. е. в 10 раз большей. Таким образом, подача переменного напряжения на сетку создает в анодной цепи переменный ток такой величины, как и от генератора с переменной э. д. с. в 10 раз большей величины, включенного в анодную цепь. Иначе говоря, действие переменного сеточного напряжения с амплитудой 2 *в* равноценно включению в анодную цепь генератора с переменной э. д. с. $2 \cdot 10 = 20$ *в*.

В данном случае, как и во многих других, мы можем судить об э. д. с., действующей в цепи, по величине тока, создаваемого этой э. д. с. Отсюда следует, что *триод, на сетку которого подано переменное напряжение, можно рассматривать как генератор переменного анодного тока.*

Итак, *при подаче на сетку переменного напряжения $U_{mс}$ лампа действует в анодной цепи как генератор с переменной э. д. с., в μ раз большей*, т. е. равной $\mu U_{mс}$.

Конечно, сама лампа, работая как генератор переменного анодного тока, получает энергию от анодного источника.

Мы видим, что коэффициент усиления μ лампы действительно показывает, во сколько раз увеличивается переменное напряжение с помощью лампы. В дальнейшем мы узнаем, что практически удается получать усиление напряжения несколько меньшее, чем в μ раз.

Современные триоды имеют величину μ в пределах 4—100. Чаще всего μ бывает порядка 10—30.

Раньше уже было установлено, что коэффициент усиле-

ния зависит главным образом от густоты сетки, а также от ее расположения между катодом и анодом.

Существует ряд формул, позволяющих рассчитать величину μ по геометрическим размерам электродов. Однако эти формулы весьма сложны. Поэтому мы приводим только наиболее простую из них, пригодную для триода с плоскими электродами, имеющего сетку из параллельных проводов,

$$\mu \approx 80 d_{а.с} \delta_с n^2 + 1, \qquad (6\text{-}36)$$

где $d_{а.с}$ — расстояние между анодом и сеткой; $\delta_с$ — диаметр провода сетки и n — число проводов сетки на 1 *см* ее длины.

Из этой формулы хорошо видно, что μ определяется главным образом густотой сетки, которая зависит от величин $\delta_с$ и n. Чем больше $\delta_с$ и n, тем выше коэффициент усиления, так как более густая сетка в большей степени экранирует катод от анода. Особенно сильно влияет величина n, которая входит в формулу в квадрате. Геометрическое положение сетки между анодом и катодом, определяемое расстоянием $d_{а.с}$, влияет в меньшей степени, так как $d_{а.с}$ входит в формулу в первой степени.

Следует заметить, что данная формула в случае очень малого расстояния сетки от катода дает значительную ошибку за счет „островкового" эффекта.

Для триодов с цилиндрическими электродами формулы имеют более сложный вид, но характер зависимости μ от величин $d_{а.с}$, $\delta_с$ и n в принципе сохраняется.

Перейдем теперь к проницаемости триода. Выше было указано, что проницаемость и коэффициент усиления являются обратными величинами [см. формулу (6-2)]:

$$D = \frac{1}{\mu}.$$

С учетом этого все, что было сказано выше о коэффициенте усиления, может быть соответственно отнесено и к проницаемости.

Строго говоря, соотношение (6-2) между D и μ является точным только при отсутствии сеточного тока. Понятие проницаемости введено при замене реального триода эквивалентным диодом, и величина D входит в выражение для результирующего напряжения. Анодный ток эквивалентно-

го диода равен катодному току триода. Поэтому проницаемость D характеризует ослабление действия анодного напряжения на катодный ток, а коэффициент усиления оценивает соотношение действий анодного и сеточного напряжений на анодный ток. Соответственно этому формулы для определения D надо писать так:

$$D = \frac{\Delta u_c}{\Delta u_a} \tag{6-37}$$

при одном и том же $\Delta i_к$, или

$$D = -\frac{\Delta u_c}{\Delta u_a} \text{ при } i_к = \text{const}, \tag{6-38}$$

или, наконец,

$$D = \left|\frac{\Delta u_c}{\Delta u_a}\right| \text{ при } i_к = \text{const}. \tag{6-39}$$

Следовательно, при наличии сеточного тока, когда $i_к > i_а$, равенство (6-2) является приближенным. Чем больше сеточный ток, тем больше разница между величинами D и $\frac{1}{\mu}$. И только при $i_c = 0$, когда $i_к = i_а$, равенство (6-2) становится точным. В большинстве случаев лампы работают в таком режиме, что сеточный ток отсутствует или очень мал. Поэтому обычно пользуются равенством (6-2) без особых оговорок.

Если в уравнении (6-33), связывающем параметры, заменить μ на D, то оно примет удобный для запоминания вид:

$$DR_iS = 1. \tag{6-40}$$

Рассмотрим определение коэффициента усиления (или проницаемости) из характеристик.

Для такого определения в любой системе координат необходимо иметь не менее двух характеристик. Величину μ находят по методу двух точек, как показано на рис. 6-21. Если даны две сеточные характеристики для анодных напряжений U_{a1} и U_{a2} (рис. 6-21,*а*), то следует взять на этих характеристиках точки *А* и *Б* для одного и того же анодного тока. Отрезок *АБ* в масштабе сеточного напряжения выражает величину Δu_c, а соответствующее изменение анодного напряжения равно $\Delta u_a = U_{a1} - U_{a2}$.

Разделив $\Delta u_а$ на $\Delta u_с$, получим μ. Учитывая, что сеточные характеристики сдвигаются не строго пропорционально анодному напряжению, следует считать найденное значение μ средним для участка *АБ*. С достаточной точностью это значение μ соответствует средней точке *Т* участка *АБ*, лежащей на характеристике для анодного напряжения $\frac{1}{2}(U_{а1}+U_{а2})$.

Описанный метод вполне соответствует определению μ по формуле (6-34). Действительно, в точке *А* анодный ток

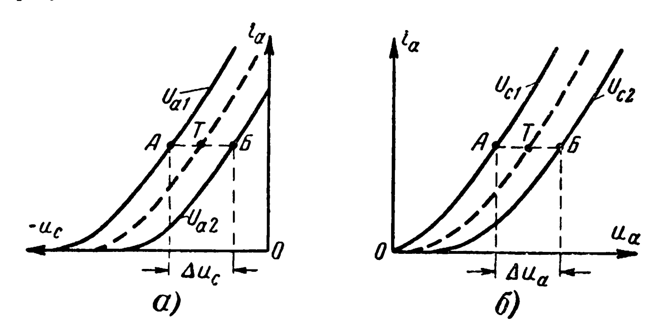


Рис. 6-21. Определение коэффициента усиления из характеристик триода.

имеет некоторое значение, соответствующее анодному напряжению $U_{а1}$ и определенному сеточному напряжению. Переход в точку *Б* означает, что анодное напряжение уменьшено на величину $\Delta u_а = U_{а1} - U_{а2}$ и одновременно изменено сеточное напряжение в положительную сторону на величину $\Delta u_с$. При этом анодный ток остается прежним. Отсюда следует, что отношение данных величин $\Delta u_а$ и $\Delta u_с$ в соответствии с формулой (6-34) действительно равно μ.

На разных участках характеристик величина μ изменяется мало, так как расстояние между характеристиками, взятое по горизонтали (отрезок *АБ*), почти постоянно. При переходе на нижний изгиб это расстояние, выражающее собой $\Delta u_с$, обычно несколько возрастает. Величина $\Delta u_а$ остается постоянной. Поэтому μ на нижнем изгибе лишь незначительно уменьшается. К выводу о малом изменении μ можно прийти также на основании формулы $\mu = SR_i$. Как мы знаем, на нижнем изгибе крутизна *S* уменьшается,

а R_i увеличивается; следовательно, их произведение, равное μ, изменяется значительно меньше. Таким образом, коэффициент усиления (или проницаемость) является наиболее постоянным параметром.

На рис. 6-21,*б* показано нахождение μ из анодных характеристик. Оно вполне аналогично рассмотренному выше определению μ из сеточных характеристик, но только меняются ролями сеточное и анодное напряжения. Точки *А* и *Б* берутся при одном и том же токе на двух характеристиках для U_{c1} и U_{c2}. Отрезок *АБ* выражает собой изменение анодного напряжения $\Delta u_а$. Разделив $\Delta u_а$ на разность сеточных напряжений $\Delta u_c = U_{c1} - U_{c2}$, получим значение μ, которое является средним для участка *АБ* и достаточно близко к величине μ в средней точке *Т*. Можно считать, что точка *Т* лежит на характеристике для сеточного напряжения, среднего между U_{c1} и U_{c2}.

И здесь μ лишь незначительно уменьшается при переходе с линейных участков на нижний изгиб. Это видно из того, что анодные характеристики идут слегка расходящимся пучком, т. е. в области нижнего изгиба расстояние между ними по горизонтали (отрезок *АБ*) несколько уменьшается, а оно соответствует $\Delta u_а$.

Следует заметить, что если в нашем распоряжении имеется только одна сеточная или анодная характеристика, то можно приближенно найти μ по величинам напряжений, соответствующих начальной точке характеристики. Из выражения для запирающего сеточного напряжения $u_{c\ зап} = -\frac{u_а}{\mu}$ следует:

$$\mu = -\frac{u_а}{u_{c.зап}}. \qquad (6\text{-}41)$$

Однако при таком определении получается значительная погрешность.

Все, что было сказано о нахождении μ из характеристик, относится соответственно и к нахождению проницаемости *D*.

Полученные с помощью сеточных и анодных характеристик выводы об изменении параметров на разных участках характеристик показаны на графиках на рис. 6-22, на которых даны примерные зависимости параметров S, R_i и μ от сеточного (рис. 6-22,*а*) и анодного (рис. 6-22,*б*) напряжений.

Мы рассмотрели подробно определение из характеристик каждого параметра в отдельности. Для нахождения всех параметров практически часто пользуются так называемыми **характеристическими треугольниками**. На рис. 6-23 показано определение параметров с помощью одного такого треугольника *АБВ*, построенного между двумя сеточными (рис. 6-23,*а*) или анодными (рис. 6-23,*б*) характеристиками. Иногда считают, что с по-

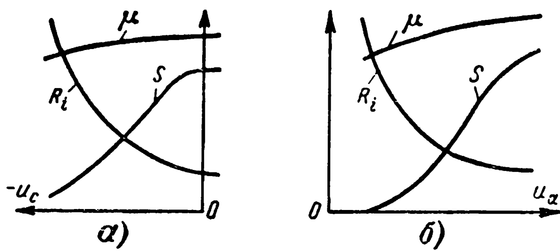


Рис. 6-22. Изменение параметров триода при изменении напряжений на сетке (*а*) и аноде (*б*).

мощью одного треугольника определяются параметры для точки *А*. Однако это справедливо только для линейных участков характеристик и при условии, что характеристики сдвигаются пропорционально напряжению. В этом случае найденные параметры можно отнести не только к точке *А*, но и к любой вершине треугольника или любой точке в пределах треугольника.

Если же учесть свойства действительных характеристик, то ясно, что найденные методом одного треугольника

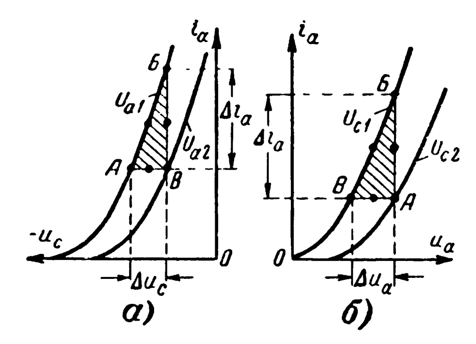


Рис. 6-23. Характеристические треугольники для определения параметров триода.

параметры являются некоторыми средними для области, охватываемой треугольником *АБВ*. Точнее, крутизну S следует относить к средней точке между *А* и *Б;* величина R_i близка к значению этого параметра в средней точке между *Б* и *В*, а коэффициент усиления μ соответствует средней точке между *А* и *В*.

Более точное определение параметров для заданной точки следует делать по методу двух треугольников, пока-

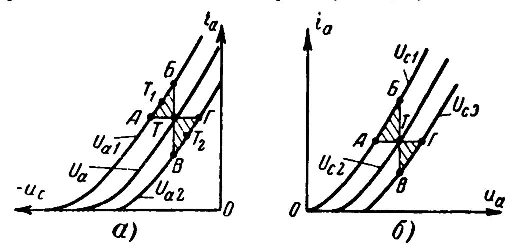


Рис. 6-24. Определение параметров в заданной точке методом двух характеристических треугольников.

занному на рис. 6-24,*а*. Здесь заданная точка *Т* является общей вершиной треугольников *АБТ* и *ВГТ*. Эти треугольники, которые мы назовем первым и вторым, должны быть по возможности одинакового размера. На рис. 6-24,*а* один из них расположен вверх и влево от точки *Т*, а другой — вниз и вправо. Можно построить около точки *Т* и другие пары треугольников, но они обязательно должны быть расположены симметрично относительно точки *Т*, чтобы наиболее полно была учтена нелинейность характеристик.

Находим параметры из первого треугольника S_1, R_{i1} и μ_1 и из второго S_2, R_{i2} и μ_2. Параметры для точки *Т* определяются как средние из найденных двух значений:

$$S_{\text{т}} \doteq \frac{S_1 + S_2}{2}; \quad R_{i\text{т}} = \frac{R_{i1} + R_{i2}}{2}; \quad \mu = \frac{\mu_1 + \mu_2}{2}. \qquad (6\text{-}42)$$

Действительно, крутизна S_1 соответствует точке T_1 посредине между *А* и *Б*, а крутизна S_2 — средней точке T_2 отрезка *ВГ*. Заданная точка *Т* является примерно средней между T_1 и T_2, и поэтому крутизну $S_{\text{т}}$ следует находить как среднее арифметическое S_1 и S_2. Подобное рассуждение справедливо также в отношении $R_{i\text{т}}$ и $\mu_{\text{т}}$.

Можно находить параметры для точки *Т* и иначе. Например, если взять приращение анодного тока, соответст-

вующее отрезку *БВ*, приращение сеточного напряжения, определяемое отрезком *АГ*, и приращение анодного напряжения $\Delta u_а = U_{а1} - U_{а2}$, то, поделив друг на друга эти приращения, найдем параметры.

Следует заметить, что крутизна для точки *Т* наиболее точно может быть найдена методом касательной.

Определение параметров для заданной точки *Т* из анодных характеристик (рис. 6-24,*б*) производится аналогично, но только меняются местами сеточное и анодное напряжения.

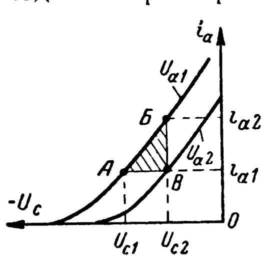


Рис. 6-25. К экспериментальному определению параметров триода методом треугольника.

Существует много различных методов для измерения параметров. Их рассмотрение выходит за рамки нашей книги и относится к области радиоизмерений. Мы остановимся лишь на простейшем измерении параметров по методу треугольника.

В этом случае устанавливают напряжения $U_{с1}$ и $U_{а1}$, близкие к тем, для которых желательно определить параметры, и измеряют ток $i_{а1}$. Такой режим соответствует одной вершине характеристического треугольника (точка *А* на рис. 6-25). Далее, оставив анодное напряжение $U_{а1}$ неизменным, устанавливают новое сеточное напряжение $U_{с2}$ и измеряют новое значение тока $i_{а2}$ (точка *Б*). Для получения более точных результатов изменение сеточного напряжения не должно быть слишком большим. Наконец, оставляя сеточное напряжение равным $U_{с2}$, изменяют анодное напряжение так, чтобы анодный ток вернулся к прежнему значению $i_{а1}$. Пусть новое значение анодного напряжения будет $U_{а2}$ (точка *В*). Тогда мы получаем необходимые для вычисления параметров приращения: $\Delta i_а = i_{а2} - i_{а1}$; $\Delta u_с = U_{с2} - U_{с1}$; $\Delta u_а = U_{а1} - U_{а2}$.

Следует подчеркнуть, что приводимые в справочниках параметры всегда относятся к определенному режиму, который характеризуется указанными в справочнике значениями напряжений на электродах. Если лампа работает в ином режиме, с другими питающими напряжениями, то параметры, как правило, значительно изменяются (особенно S и R_i). Поэтому на практике часто приходится оп-

ределять из характеристик параметры для заданного режима.

г) **Параметры диодной части триода.** Участок сетка—катод триода следует рассматривать как некоторый диод. Поэтому для него может быть повторено все, что говорилось о параметрах диода. В частности, внутреннее сопротивление переменному сеточному току равно:

$$R_{ic} = \frac{\Delta u_c}{\Delta i_c} \text{ при } u_a = \text{const}. \quad (6\text{-}43)$$

Это сопротивление невелико, как и в обычном диоде (от сотен до 1 000 *ом*), и имеет наименьшее значение при $u_a = 0$, когда характеристика $i_a = f(u_c)$ идет наиболее круто (см. рис. 6-13). С повышением анодного напряжения R_{ic} увеличивается. Можно также определить крутизну характеристики сеточного тока:

$$S_c = \frac{1}{R_c} = \frac{\Delta i_c}{\Delta u_c} \text{ при } u_a = \text{const}. \quad (6\text{-}44)$$

Именно эта величина является внутренней проводимостью участка сетка—катод для переменного тока.

Особенностью параметров R_{ic} и S_c является то, что они изменяются при изменении анодного напряжения триода Внутреннее сопротивление участка сетка—катод для постоянного тока R_{0c} следует определять по формуле

$$R_{0c} = \frac{u_c}{i_c}. \quad (6\text{-}45$$

Как и в обычном диоде, это сопротивление отличается от R_{ic}. Так как при наличии значительного сеточного тока возможен перегрев сетки, то важной величиной является максимально допустимая мощность потерь на сетке $P_{с.макс}$. Величина $P_{с.макс}$ зависит от размеров сетки, ее материала, конструкции, условий охлаждения, близости ее к катоду. Она всегда бывает гораздо меньшей, чем $P_{а.макс}$, так как сетка имеет сравнительно малые размеры и расположена очень близко к катоду.

Если лампа имеет вольфрамовый катод, то за счет сильного теплового излучения такого катода сетка заметно разогревается. В случае активированного катода, наоборот, раскаленная от электронной бомбардировки сетка может создать за счет своего теплового излучения значительный перегрев катода.

6-7. ТОК СЕТКИ В ТРИОДЕ

До сих пор мы считали, что ток сетки в триоде существует только при положительном сеточном напряжении и увеличивается при возрастании последнего, т. е. что характеристика тока сетки $i_c = f(u_c)$ идет из начала координат (кривая 1 на рис. 6-26). Однако вследствие влияния начальных скоростей электронов, вылетающих из катода, контактной разности потенциалов, действующей в сеточной цепи, и наличия в этой цепи термо-э. д. с. характеристика тока сетки обычно начинается в другой точке. Часто она имеет начало в области небольших отрицательных сеточных напряжений (кривая 2). Правда, ток сетки при отрицательном напряжении сетки весьма невелик и у приемно-усилительных ламп обычно составляет малые доли миллиампера, но во многих случаях с ним приходится считаться. Значительно реже встречаются характеристики тока сетки, начинающиеся в области положительных сеточных напряжений (кривая 3). Подобные

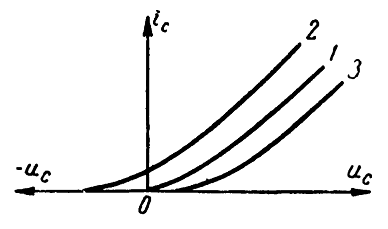


Рис. 6-26. Различные положения характеристики тока сетки триода.

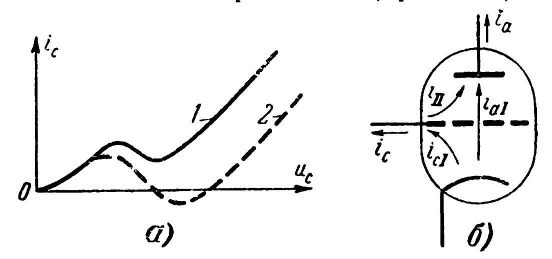


Рис. 6-27. Характеристика сеточного тока (*а*) и токи в триоде (*б*) при наличии динатронного эффекта сетки.

характеристики получаются только тогда, когда контактная разность потенциалов создает на сетке отрицательное напряжение и действует сильнее начальной скорости электронов. Таким образом, изображение характеристики сеточного тока с начальной точкой в начале координат является приближенным.

В лампах, работающих при значительных положительных напряжениях на сетке, например генераторных, харак-

теристики тока сетки часто имеют своеобразную форму, показанную на рис. 6-27,*а*. При возрастании положительного сеточного напряжения ток сетки сначала увеличивается и достигает определенного максимума, а затем уменьшается до минимума, причем последний иногда располагается даже ниже горизонтальной оси, т. е. в области отрицательных значений тока (кривая *2*). После этого ток снова растет.

Такое странное на первый взгляд явление объясняется вторичной эмиссией электронов из сетки. Под ударами первичных электронов при положительном напряжении на сетке не менее 10—20 *в* из нее начинают выбиваться вторичные электроны. С увеличением сеточного напряжения коэффициент вторичной эмиссии растет и увеличивается поток первичных электронов i_{cI}, бомбардирующих сетку (рис. 6-27,*б*). Вследствие этого возрастает и число вторичных электронов. Поток этих электронов направляется на анод, так как последний имеет более высокий положительный потенциал.

Следовательно, в цепи сетки появляется ток вторичных электронов i_{II}, имеющий направление, обратное току первичных электронов (рис. 6-27,*б*). Результирующий ток сетки, равный разности $i_c = i_{cI} - i_{II}$, уменьшается и может даже изменить свое направление на обратное, если коэффициент вторичной эмиссии при некотором напряжении сетки станет больше 1. При этом ток анода соответственно возрастает, так как к току i_{aI} первичных электронов, летящих на анод от катода, добавляется еще ток вторичных электронов:

$$i_a = i_{aI} + i_{II}. \qquad (6\text{-}46)$$

Однако когда сеточное напряжение превысит анодное, то поле между анодом и сеткой станет тормозящим для вторичных электронов и они уже не полетят к аноду, а будут возвращаться на сетку. В этом случае $i_{II} = 0$, а ток сетки равен току первичных электронов и возрастает при дальнейшем увеличении сеточного напряжения.

Явление возникновения тока вторичных электронов в цепи сетки носит название **динатронного эффекта** и может дать некоторые нежелательные последствия. В частности, за счет динатронного эффекта иногда в цепи сетки получается генерация паразитных колебаний. Это связано с тем, что на участке характеристики

$i_c = f(u_c)$, соответствующем уменьшению тока за счет динатронного эффекта, внутреннее сопротивление переменному току промежутка сетка—катод R_{ic} имеет отрицательную величину. Действительно, при положительном приращении сеточного напряжения Δu_c ток i_c уменьшается, т. е. $\Delta i_c < 0$. Следовательно,

$$R_{ic} = \frac{\Delta u_c}{\Delta i_c} < 0. \qquad (6\text{-}47)$$

Такое отрицательное сопротивление по физическому смыслу противоположно обычному положительному активному сопротивлению. Если последнее является потребителем энергии переменного тока, то прибор, обладающий отрицательным сопротивлением, наоборот, может быть генератором переменного тока. Например, в мощных усилителях, работающих в таком режиме, что некоторую часть периода напряжение на сетке положительно, иногда в течение того промежутка времени, когда возникает динатронный эффект, наблюдается генерация паразитных колебаний. Эти колебания в разных случаях могут иметь весьма различные частоты в зависимости от того, какие паразитные резонансные контуры образуются из деталей сеточной цепи. Бывает, что частота их даже соответствует диапазону ультракоротких волн.

Подобные паразитные колебания весьма нежелательны, так как они нарушают нормальную работу усилителя и создают искажения усиливаемых колебаний. Для устранения паразитной генерации колебаний в провод вывода сетки ламп мощных усилителей обычно включают так называемое антипаразитное сопротивление, представляющее собой небольшое безындукционное активное сопротивление (не более нескольких десятков ом). Оно увеличивает затухание паразитных резонансных контуров в цепи сетки и тем самым затрудняет возникновение генерации паразитных колебаний.

Следует отметить, что, помимо тока вторичной эмиссии, может также наблюдаться ток термоэлектронной эмиссии сетки, если она накалена до высокой температуры от бомбардировки электронами. С целью уменьшения динатронного эффекта сетки и ее термотока в мощных лампах провода сетки делают из металла с большой работой выхода и малым коэффициентом вторичной эмиссии.

В отдельных редких случаях, если лампа имеет плохой вакуум, наблюдается ток сетки обратного направления при отрицательном сеточном напряжении. Характеристика тока сетки для лампы с недостаточным вакуумом показана на рис. 6-28,*а*. Если в такой лампе изменять напряжение сетки от запирающего значения в положительную сторону, то с появлением анодного тока возникает отрицательный ток сетки, который создается за счет ионизации газа в лампе. Электроны анодного тока при своем движении к аноду сталкиваются с атома-

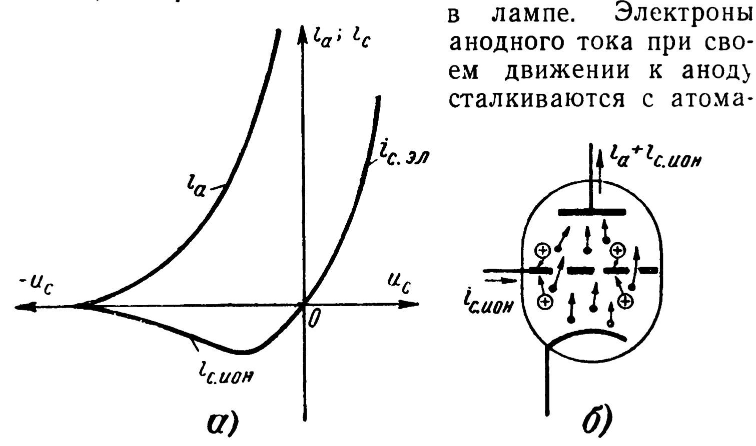


Рис. 6-28. Характеристики триода (*а*) и движение электронов и ионов (*б*) при плохом вакууме.

ми газа и ионизируют их. Положительные ионы под действием поля, имеющегося между сеткой и анодом, притягиваются к сетке и отбирают от нее электроны, превращаясь при этом в нейтральные атомы.

Таким образом, от сетки все время убывают электроны, расходующиеся на нейтрализацию положительных ионов. Благодаря действию источника сеточного напряжения эта убыль электронов все время пополняется и на сетке поддерживается определенный отрицательный потенциал. Следовательно, в цепи сетки проходит ток, представляющий собой движение электронов в направлении от минуса источника E_c к сетке (рис. 6-28,*б*). Его принято называть **ионным** или **обратным током сетки** в отличие от обычного электронного тока сетки, наблюдающегося при положительном сеточном напряжении. Название «ионный» следует понимать в том смысле, что этот ток по

своему «происхождению» ионный. В проводах сеточной цепи, конечно, движутся не ионы, а электроны.

Ионный ток сетки замыкается через анодную цепь и прибавляется к анодному току. Действительно, количество электронов, которое уходит в 1 *сек* от сетки на нейтрализацию ионов, равно количеству положительных ионов, подходящих за это время к сетке. Но при этом такое же количество электронов, выбитых из атомов при образовании ионов, движется к аноду, добавляясь к потоку электронов, идущих с катода на анод.

При уменьшении отрицательного напряжения сетки увеличивается анодный ток и возрастает ионизация. К сетке подходит большее число ионов, и ионный ток сетки растет. Однако при приближении сеточного напряжения к нулю возникает электронный ток сетки, который возрастает гораздо сильнее ионного тока, поскольку электроны являются во много раз более подвижными частицами, нежели ионы. Поэтому обратный сеточный ток уменьшается, и обычно уже при небольшом отрицательном напряжении ток сетки меняет свое направление (рис. 6-28,*а*).

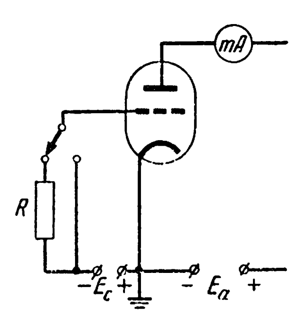


Рис. 6-29. Измерение ионного тока сетки по изменению анодного тока.

Далее, при положительном напряжении сетки электронный ток резко возрастает и настолько преобладает над ионным, что последний уже практически не играет никакой роли. Таким образом, при некотором отрицательном сеточном напряжении обратный ток сетки достигает максимального значения. По существу он не является чисто ионным, так как в нем всегда есть небольшой электронный ток сетки, а также ток утечки через изоляцию между сеткой и другими электродами.

Ионный ток сетки может вызвать нежелательные явления при работе лампы. Его наличие свидетельствует о плохом вакууме. Поэтому представляют интерес обнаруживание и измерение этого тока. Так как он может быть порядка единиц микроампер и меньше, то для его непосредственного измерения нужен весьма чувствительный микроамперметр. Косвенным путем можно измерить ионный ток сетки по изменению анодного тока при включении

в цепь сетки большого сопротивления (рис. 6-29). Следует заметить при наличии отрицательного смещения значение анодного тока до и после включения большого сопротивления R в цепь сетки.

Если ионного тока нет, то анодный ток остается почти без изменений. А при плохом вакууме ионный ток создает на сопротивлении R падение напряжения $\Delta u_{\text{с}}$, которое имеет такую полярность, что уменьшает отрицательное сеточное смещение, и тогда анодный ток возрастает на некоторую величину $\Delta i_{\text{а}}$. Зная крутизну лампы S, определяем изменение напряжения на сетке: $\Delta u_{\text{с}} = \Delta i_{\text{а}}/S$, а затем ионный ток: $i_{\text{с.ион}} = \Delta u_{\text{с}}/R$.

Например, если лампа имеет $S = 2$ *ма/в* и при включении сопротивления $R=100$ *ком* анодный ток увеличивается на 0,5 *ма*, то $\Delta u_{\text{с}} = \frac{0,5}{2} = 0,25$ *в* и $i_{\text{с ион}} = \frac{0,25}{100} = 2,5 \cdot 10^{-3}$ *ма* $= 2,5$ *мка*.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ДИНАМИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ТРИОДА

7-1. ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОГО РЕЖИМА

В начале предыдущей главы было дано понятие об усилительном каскаде, схема которого повторена на рис. 7-1. Для более подробного изучения работы лампы в таком каскаде надо рассмотреть динамический режим триода.

Как мы знаем, статическим режимом называется работа лампы без нагрузочного сопротивления в анодной цепи. При динамическом режиме лампа работает с нагрузочным сопротивлением. Чтобы сравнить оба режима, обратим внимание на некоторые особенности статического режима.

В статическом режиме анодное напряжение равно напряжению анодного источника. Если при работе лампы в статическом режиме напряжение сетки изменяется, то будет изменяться анодный ток, но анодное напряжение остается постоянным и равным $E_а$. Можно считать, что в статическом режиме анодный ток является функцией только сеточного напряжения. Это позволяет сравнительно легко решать различные вопросы и проводить практические расчеты для статического режима с помощью рассмотренных выше статических характеристик и параметров.

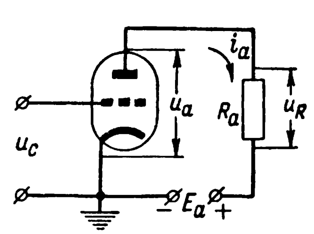


Рис. 7-1. Схема динамического режима триода.

Однако в большинстве практических схем лампы работают в динамическом режиме, который сложнее статического. Анализ работы лампы в динамическом режиме основывается на использовании статических характеристик и параметров.

Было бы неверно считать, что статический режим работы не встречается в радиотехнической аппаратуре. На

самом же деле иногда в анодную цепь лампы в качестве полезной нагрузки включается прибор, имеющий столь малое сопротивление по сравнению с внутренним сопротивлением лампы, что режим работы можно с достаточной точностью считать статическим. Например, таким прибором может быть: в установках для телеуправления и автоматики — реле или электродвигатель, имеющие обмотку из медного провода с малым сопротивлением, в измерительной аппаратуре — миллиамперметр или гальванометр и т. д.

Таким образом, статический режим не только является основой для динамического режима, но имеет и самостоятельное практическое значение.

В динамическом режиме анодное нагрузочное сопротивление имеет значительную величину, соизмеримую с внутренним сопротивлением лампы. Особенность динамического режима заключается в том, что на сопротивлении нагрузки $R_а$ от проходящего через него анодного тока $i_а$ получается падение напряжения $u_R = i_а R_а$, которое составляет заметную часть напряжения анодного источника $E_а$. Поэтому анодное напряжение $u_а$ на лампе меньше, чем $E_а$, на величину u_R:

$$u_а = E_а - u_R = E_а - i_а R_а. \qquad (7\text{-}1)$$

Написанное выражение можно назвать основным уравнением динамического режима. Им придется часто пользоваться.

В дальнейшем мы будем принимать анодный источник за идеальный, не имеющий внутреннего сопротивления. Тогда у него напряжение на зажимах всегда равно э. д. с. и не будет изменяться при изменении нагрузки. В действительности каждый источник имеет внутреннее сопротивление, на котором происходит падение напряжения. Поэтому напряжение источника всегда несколько меньше его э. д. с. и не остается постоянным [1]. При малом внутреннем сопротивлении источника этим явлением можно пренебречь. В случае необходимости влияние внутреннего сопротивления анодного источника можно всегда учесть по обычным законам электротехники.

Итак, при изучении динамического режима будем иметь в виду условия $R_а = \text{const}$ и $E_а = \text{const}$.

---

[1] Очевидно, что такое явление существует и в статическом режиме, но мы им пренебрегали.

Если напряжение на сетке изменяется, то анодный ток также меняется. При этом в отличие от статического режима анодное напряжение в динамическом режиме не остается постоянным, а изменяется в противофазе по отношению к сеточному напряжению. Пусть, например, сеточное напряжение увеличивается (изменяется в положительную сторону) и от этого возрастает анодный ток. Тогда увеличивается падение напряжения на нагрузочном сопротивлении и соответственно уменьшается анодное напряжение. На сколько вольт возрастает напряжение u_R, на столько же вольт уменьшается напряжение на аноде $u_а$, так как сумма этих напряжений равна постоянной величине $E_а$. Рассуждая точно так же, можно прийти к выводу, что при уменьшении напряжения сетки, т. е. изменении его в отрицательную сторону, анодное напряжение возрастает.

Таким образом, *в динамическом режиме анодное напряжение изменяется в противофазе с сеточным напряжением.*

Следует оговорить, что такой сдвиг фаз на 180° между анодным и сеточным напряжениями получается лишь при чисто активном нагрузочном сопротивлении. Если это сопротивление имеет реактивный характер, то появится дополнительный фазовый сдвиг и тогда сдвиг фаз между $u_а$ и $u_с$ будет не 180°, а какой-то иной. На практике обычно нагрузочное сопротивление можно считать активным, и мы ограничимся рассмотрением именно этого основного случая. Режим, когда нагрузка содержит некоторое реактивное сопротивление, является более сложным и довольно редким.

Изменение анодного напряжения в противофазе с сеточным напряжением приводит к тому, что анодный ток в динамическом режиме изменяется в меньшей степени, нежели в статическом режиме. Действительно, в статическом режиме анодный ток изменяется только под действием сеточного напряжения. А в динамическом режиме изменение анодного напряжения действует навстречу изменению сеточного напряжения. Влияние сеточного напряжения на анодный ток частично компенсируется противодействующим изменением анодного напряжения. Это противодействие иногда называют р е а к ц и е й а н о д а.

Конечно, противодействие со стороны анода никогда не может полностью скомпенсировать действие сеточного напряжения. Если предположить, что действие анода полностью скомпенсировало действие сетки, то это означает,

что анодный ток не изменяется. Однако такое заключение абсурдно, так как сама реакция анода получается вследствие того, что анодное напряжение изменяется за счет изменения анодного тока. На самом деле перевес всегда будет на стороне сетки. Она действует гораздо сильнее, чем анод. Поэтому анодный ток изменяется в соответствии с изменением сеточного напряжения, т. е. в фазе с ним. Но некоторое уменьшение результата действия сетки неизбежно получается за счет реакции анода.

Сложность анализа динамического режима связана именно с тем, что анодный ток изменяется в результате одновременного и противофазного изменения сеточного и анодного напряжений. Анодный ток является функцией обоих этих напряжений: $i_а = f(u_с, u_а)$.

Возможны два метода расчета работы лампы в динамическом режиме: графический и аналитический.

Графический метод заключается в построении и дальнейшем использовании так называемых динамических характеристик. Они строятся с помощью статических характеристик и учитывают довольно полно нелинейные свойства лампы. Поэтому графический метод, или метод динамических характеристик, является наиболее точным. Его широко применяют не только для практических расчетов, но и для наглядного графического представления работы ламп в различных схемах. Однако графические построения требуют сравнительно много времени.

Аналитический метод позволяет осуществить весьма быстро многие расчеты с помощью простых формул, и поэтому он также получил большое распространение. Его недостатком является значительно меньшая точность. Простые формулы, используемые для аналитических расчетов, не учитывают нелинейность лампы. Они дают удовлетворительную точность лишь при работе лампы в пределах линейных участков характеристик. Мы рассмотрим подробно оба метода.

7-2. ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРИОДА

Сеточной динамической характеристикой называется график зависимости анодного тока от сеточного напряжения при постоянных значениях напряжения анодного источника и сопротивления нагрузки.

В отличие от статических характеристик для динамической характеристики не ставится условие постоянства анод-

ного напряжения, так как оно в динамическом режиме меняется. Форма динамической характеристики и ее положение зависят от величины и характера анодного нагрузочного сопротивления. Мы рассмотрим динамические характеристики только для простейшего случая, когда нагрузочное сопротивление является обычным активным сопротивлением и имеет одну и ту же величину для постоянного и переменного токов. Если же сопротивлением нагрузки является резонансный колебательный контур или нагруженный трансформатор, то величина сопротивления будет различной для постоянного и переменного токов. Построение динамических характеристик для этих случаев рассматривается в § 7-7.

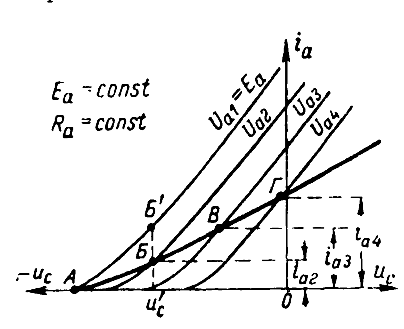


Рис. 7-2. Построение сеточной динамической характеристики триода.

Для построения сеточной динамической характеристики должны быть заданы семейство сеточных статических характеристик, напряжение анодного источника E_a и сопротивление нагрузки R_a.

Пусть семейство характеристик, изображенное на рис. 7-2, является заданным, причем крайняя левая характеристика соответствует анодному напряжению U_{a1}, равному E_a. Характеристики для анодных напряжений выше E_a не нужны.

Динамическую характеристику надо строить по точкам. Для этого решим основное уравнение динамического режима (7-1) относительно анодного тока:

$$i_a = \frac{E_a - u_a}{R_a}. \qquad (7\text{-}2)$$

Подставляя в это уравнение значения напряжений U_{a1}, U_{a2}, U_{a3} и т. д., для которых заданы статические характеристики, найдем величины анодных токов i_{a1}, i_{a2}, i_{a3} и т. д. Точки, соответствующие этим значениям токов и напряжений, нанесем на график и проведем через них плавную кривую. Она и будет динамической сеточной ха-

рактеристикой. Рассмотрим это построение более подробно.

При подстановке в уравнение (7-2) значения $U_{a1} = E_a$ получим ток $i_{a1} = 0$, что соответствует на графике точке запирания лампы (*А*). В этой точке динамическая характеристика совпадает со статической характеристикой для $U_{a1} = E_a$. Действительно, если на аноде напряжение равно полному напряжению анодного источника, а ток равен нулю, то лампа заперта, так как только в этом случае нет никакого падения напряжения на R_a.

Если теперь подставим $u_a = U_{a2} < E_a$, то получим некоторое значение тока i_{a2}, которому на графике соответствует точка *Б*. Для этой точки анодное напряжение равно U_{a2}. Оно меньше, чем E_a, на величину $E_a - U_{a2}$. Именно такое падение напряжения создает ток i_{a2} на сопротивлении R_a. Далее, подставляем в уравнение (7-2 напряжение U_{a3} и получаем ток i_{a3} (точка *В*) и т. д.

Как видно, динамическая сеточная характеристика имеет меньшую крутизну, чем статические характеристики. Отсюда следует, что в динамическом режиме анодный ток изменяется под влиянием сеточного напряжения в меньшей степени, нежели в статическом режиме. Если бы лампа работала в статическом режиме, то при изменении сеточного напряжения от значения, запирающего лампу (точка *А*), до u_c' получилось бы изменение тока от нуля до значения, определяемого точкой *Б'*. А в динамическом режиме при том же сеточном напряжении u_c' анодный ток определяется точкой *Б*, т. е. имеет значительно меньшую величину. Это объясняется уменьшением анодного напряжения до величины U_{a2} (реакция анода), так как на сопротивлении нагрузки получается падение напряжения, равное $u_R = E_a - U_{a2}$.

Чем больше анодный ток, тем меньшим становится анодное напряжение, и поэтому динамическая характеристика всегда проходит, пересекая статические характеристики.

Наклон динамической характеристики зависит от величины нагрузочного сопротивления R_a. С увеличением R_a анодный ток при всех прочих равных условиях уменьшается и динамическая характеристика проходит более

полого. Если $E_а$ при этом не меняется, то начальная точка A не сдвигается.

В качестве примера на рис. 7-3 изображены динамические характеристики лампы 6Н7С для различных $R_а$, но при одном и том же $E_а$.

В предельном случае, когда $R_а = \infty$, динамическая характеристика совпадает с осью абсцисс, так как в этом

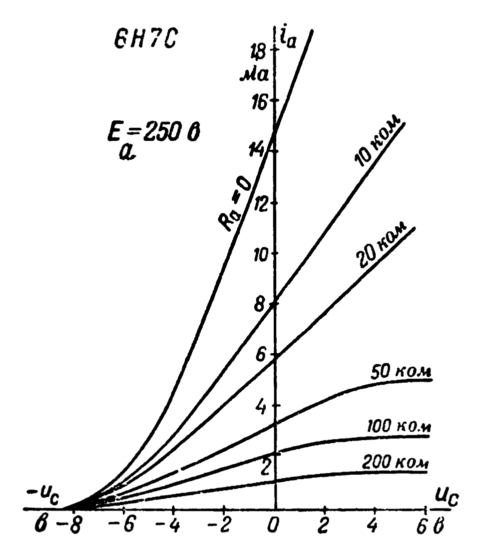


Рис. 7-3. Сеточные динамические характеристики триода 6Н7С для различных сопротивлений нагрузки.

случае при любых напряжениях анодный ток равен нулю. А при $R_а = 0$ динамическая характеристика превращается в статическую характеристику для $u_а = E_а$.

Когда сопротивление $R_а$ постоянно, а изменяется $E_а$, то динамическая характеристика сдвигается соответственно вправо, если $E_а$ уменьшается, или влево, если $E_а$ увеличивается, т. е. начальная точка A перемещается. При этом форма и наклон динамической характеристики изменяются незначительно.

Сеточная динамическая характеристика нелинейна. Именно поэтому ее и приходится строить по точкам. Для более точного построения желательно иметь возможно

больше статических характеристик. Иногда бывает полезно провести дополнительные промежуточные статические характеристики.

Не следует удивляться тому обстоятельству, что сеточная динамическая характеристика нелинейна, хотя она построена с помощью уравнения первой степени (7-2). Ведь это уравнение первой степени относительно величин $i_а$ и $u_а$, а характеристика построена в координатах $i_а$, $u_с$. Зависимость анодного тока от сеточного напряжения всегда является нелинейной. Но все же динамическая характеристика более линейна, нежели статические характеристики, причем с увеличением $R_а$ линейность динамической характеристики улучшается. Как мы знаем, при $R_а = \infty$ динамическая характеристика обращается в прямую линию.

С помощью динамической характеристики можно достаточно точно определить величину анодного тока при любом заданном сеточном напряжении, а также изучать и рассчитывать изменения анодного тока при том или ином изменении сеточного напряжения.

Можно определить и анодное напряжение на лампе, если принять во внимание, что каждая точка динамической характеристики лежит на статической характеристике, соответствующей некоторому анодному напряжению. Однако нахождение величины $u_а$ для точек, не лежащих на заданных статических характеристиках, менее точно, так как приходится применять интерполяцию. В дальнейшем мы будем широко пользоваться динамическими характеристиками для изучения работы ламп в различных режимах.

Иногда бывает необходимо построить динамическую характеристику, если заданы анодное и сеточное напряжения и сопротивление нагрузки $R_а$. В этом случае заданные величины $u_а$ и $u_с$ определяют некоторую точку динамической характеристики, которую принято называть исходной рабочей точкой. Она соответствует определенному току $i_а$. Найдя его из семейства статических характеристик, можно вычислить величину $E_а$ по формуле $E_а = u_а + i_а R_а$, после чего построение динамической характеристики производится указанным выше способом.

Экспериментальное снятие сеточной динамической характеристики производится по обычной схеме (см.

рис. 6-9, *а*), но только в анодную цепь включают заданное нагрузочное сопротивление $R_а$. Вольтметр анодной цепи должен быть подключен к потенциометру, чтобы измерять сумму падений напряжений на лампе и на $R_а$, т. е. величину $E_а = u_а + u_R$.

При изменении сеточного напряжения анодный ток изменяется и меняется распределение напряжения на потенциометре. Поэтому при снятии динамической характеристики надо поддерживать $E_а$ постоянным, перемещая

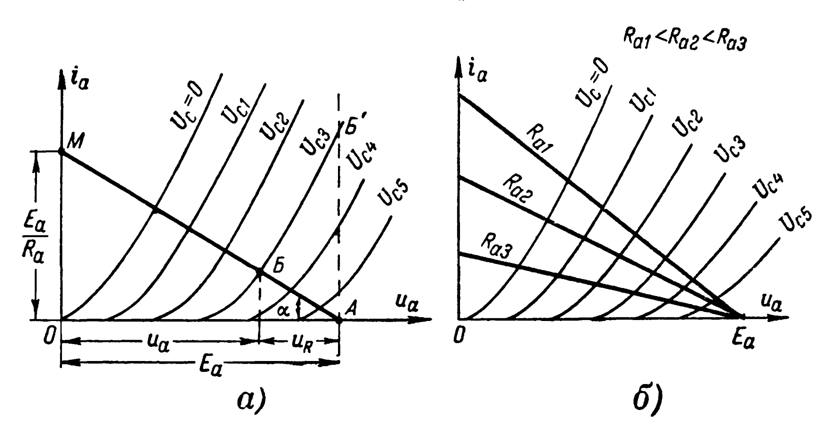


Рис. 7-4. Построение анодной динамической характеристики триода (*а*) и расположение таких характеристик для различных нагрузочных сопротивлений (*б*).

соответственно движок потенциометра и контролируя величину $E_а$ по вольтметру.

В данном случае было бы ошибкой $E_а$ считать напряжением источника, подключенного к потенциометру, так как тогда бы в величину $R_а$ вошло сопротивление верхнего участка потенциометра, которое нам точно неизвестно. Не следует также в данной схеме включать вольтметр для измерения анодного напряжения. Потребляемый им ток будет проходить через $R_а$ дополнительно к анодному току, и уравнение (7-1) не будет действительно для такой схемы.

Для построения **анодной динамической характеристики** должны быть заданы семейство статических анодных характеристик (рис. 7-4, *а*), а также величины

E_a и R_a. Динамическая характеристика, называемая иначе **рабочей характеристикой** или **линией нагрузки**, строится на основании уравнения (7-1) точно так же, как это делалось для линии нагрузки диода, работающего с нагрузочным сопротивлением (см. § 4-8).

Уравнение (7-1) в системе координат i_a, u_a выражает прямую линию. Поэтому динамическую характеристику можно построить по двум точкам, в качестве которых удобно иметь точки пересечения динамической характеристики с осями координат.

Пусть $i_a = 0$; тогда из уравнения (7-1) получим: $u_a = E_a$. Отметим эту точку (A) на оси абсцисс. Она, очевидно, показывает запирание лампы отрицательным сеточным напряжением, т. е. соответствует вполне реальному режиму работы лампы. Если лампа заперта и анодный ток равен нулю, то нет падения напряжения на сопротивлении R_a и все напряжение источника E_a приложено к лампе.

Для нахождения второй точки положим $u_a = 0$. Из уравнения (7-1) получим: $i_a = \frac{E_a}{R_a}$. Нанесем и эту точку (M) на график. Через найденные точки A и M проводим прямую линию, которая и является динамической характеристикой.

Следует заметить, что точка M не соответствует реальному режиму работы лампы. При $u_a = 0$ анодный ток не может иметь максимальное значение. То же относится и к некоторому участку линии AM вблизи точки M. Вспомним, что статические анодные характеристики при положительном напряжении сетки имеют некоторое предельное положение и во всяком случае не доходят до оси ординат.

С помощью анодной динамической характеристики можно определить анодный ток и анодное напряжение при любом заданном напряжении сетки. Для примера на рис. 7-4,*а* показано, что при сеточном напряжении U_{c3} величины i_a и u_a определяются точкой $Б$. Отрезок, дополняющий u_a до величины E_a, выражает падение напряжения u_R на сопротивлении нагрузки. Разумеется, что динамическая характеристика позволяет решать и другие задачи. Можно, например, найти, при каком сеточном

напряжении будет получаться анодный ток нужной величины.

Анодная динамическая характеристика по сравнению с сеточной имеет некоторые преимущества. Она строится проще — по двум точкам — и поэтому получается точнее. С ее помощью более удобно и точно определяется анодное напряжение, так как оно отложено в равномерном масштабе по оси абсцисс. Для различных практических расчетов чаще всего используют именно анодную динамическую характеристику, а не сеточную.

Наклон рассматриваемой характеристики зависит от величины $R_а$. Чем больше $R_а$, тем более полого идет характеристика. Если $R_а = 0$, то характеристика превращается в вертикальную прямую (она показана на рис. 7-4, *а* пунктиром). Этот случай соответствует статическому режиму, когда $u_а = E_а = \text{const}$. Из рис. 7-4, *а* хорошо видно, что в статическом режиме при сеточном напряжении $U_{с3}$ анодный ток определяется точкой *Б'*, а в динамическом режиме он получается значительно меньшим (точка *Б*), так как анодное напряжение уменьшается на величину u_R.

При $R_а = \infty$ динамическая характеристика совпадает с осью абсцисс. В этом случае при любых напряжениях анодный ток равен нулю.

На рис. 7-4, *б* показаны динамические анодные характеристики, соответствующие нескольким различным $R_а$, но одному и тому же $E_а$. Если же $E_а$ изменится, то соответственно сдвинется начальная точка *А*.

При построении анодной динамической характеристики для сравнительно малого $R_а$ точка *М* может оказаться очень высоко за пределами чертежа. Тогда следует поступить подобно тому, как было указано для такого же случая с диодом (см. рис. 4-30, *в*). Иногда бывает задано не $E_а$, а указываются напряжения анода и сетки или одно из этих напряжений и анодный ток. Тем самым определяется некоторая точка динамической характеристики. Зная ток $i_а$, соответствующий этой точке, легко найти величину $E_а$ по формуле $E_а = u_а + i_а R_а$, после чего построение динамической характеристики ведется прежним порядком.

В литературе встречается рекомендация строить анодную динамическую характеристику по углу ее наклона α

(рис. 7-4,*а*). Котангенс этого угла пропорционален величине $R_а$:

$$R_а = k \operatorname{ctg} \alpha. \qquad (7\text{-}3)$$

Коэффициент k зависит от масштаба, в котором отложены на осях величины $i_а$ и $u_а$. Однако описанный выше способ построения по двум точкам, несомненно, проще.

В некоторых случаях бывает необходимо построить сеточную динамическую характеристику, если имеются только

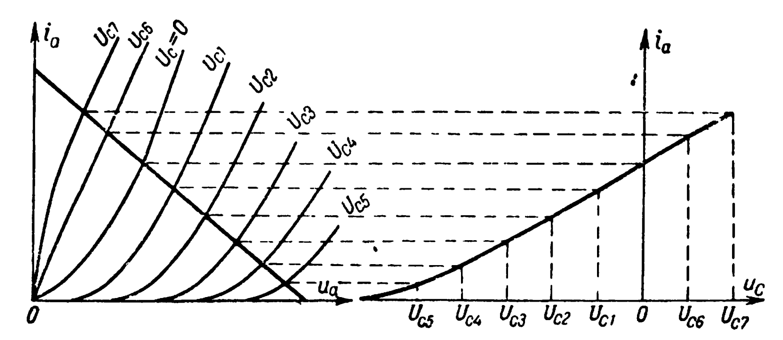


Рис. 7-5. Построение сеточной динамической характеристики по анодной динамической характеристике.

анодные статические характеристики. Тогда делают построение анодной динамической характеристики, а затем переносят ее по точкам в систему координат $i_а$, $u_с$, как это показано на рис. 7-5. Такой метод получения сеточной динамической характеристики может дать более точный результат, нежели непосредственное построение этой характеристики.

7-3. РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКОГО РЕЖИМА ПО ФОРМУЛАМ

В расчете динамического режима по формулам используются статические параметры лампы, с помощью которых можно получить выражение для приращения анодного тока $\Delta i_а$.

Так как в динамическом режиме одновременно меняются и сеточное и анодное напряжения, то величину $\Delta i_а$ можно представить в виде двух слагаемых: приращения тока $\Delta i'_а$ под влиянием изменения сеточного напряжения $\Delta u_с$ без учета реакции анода и приращения тока $\Delta i''_а$, происходя-

щего за счет реакции анода, т. е. вследствие изменения анодного напряжения на величину $\Delta u_а$. При этом $\Delta i'_а$ и $\Delta i''_а$ имеют разные знаки, а $\Delta u_а$ само зависит от $\Delta i_а$.

Из формулы, определяющей крутизну лампы S, следует, что

$$\Delta i'_а = S\Delta u_с, \tag{7-4}$$

а из формулы, определяющей G_i или R_i, можно написать:

$$\Delta i''_а = G_i\Delta u_а = \frac{\Delta u_а}{R_i}. \tag{7-5}$$

Полное приращение тока равно:

$$\Delta i_а = \Delta i'_а + \Delta i''_а,$$

или

$$\Delta i_а = S\Delta u_с + \frac{\Delta u_а}{R_i}. \tag{7-6}$$

Полученное уравнение (7-6) является весьма важным. Оно применимо не только для динамического режима, но и вообще во всех случаях, когда происходят изменения анодного и сеточного напряжений. Мы будем называть его основным уравнением лампы. Из него, в частности, можно легко получить формулу, связывающую статические параметры. Действительно, если положить $\Delta i_а = 0$, что соответствует условию $i_а = \text{const}$, то получим: $SR_i = -\frac{\Delta u_а}{\Delta u_с}$. Правая часть этого равенства при указанном условии есть не что иное, как μ.

Приведем теперь уравнение (7-6) к более удобному виду. Изменение напряжения на аноде численно равно, но противоположно по знаку изменению напряжения на сопротивлении $R_а$:

$$\Delta u_а = -\Delta u_R, \tag{7-7}$$

а Δu_R по закону Ома равно $\Delta i_а R_а$. Следовательно,

$$\Delta u_а = -\Delta i_а R_а. \tag{7-8}$$

Подставим это выражение в формулу (7-6):

$$\Delta i_a = S\Delta u_c - \Delta i_a \frac{R_a}{R_i}. \qquad (7\text{-}9)$$

Решение этого уравнения относительно Δi_a дает:

$$\Delta i_a = \frac{SR_i\Delta u_c}{R_i + R_a}, \qquad (7\text{-}10)$$

или, если принять во внимание, что $SR_i = \mu$, то окончательно получим:

$$\Delta i_a = \frac{\mu\Delta u_c}{R_i + R_a}. \qquad (7\text{-}11)$$

Формула (7-11) является основной для изучения и расчета схем с электронными лампами, и на нее следует обратить особое внимание. Она позволяет находить приращение анодного тока, если известны приращение сеточного напряжения, параметры лампы μ, R_i и сопротивление нагрузки R_a. Разумеется, что из входящих в формулу пяти величин может определяться любая, если остальные четыре заданы. Практически параметры лампы μ и R_i обычно известны, и определяется одна из трех величин: Δi_a, Δu_c или R_a.

Величина Δi_a характеризует переменную составляющую анодного тока. Поэтому формула (7-11) может быть названа **законом Ома для переменного анодного тока**. В расчетах схем с электронными лампами она имеет такое же значение, как и формула закона Ома для всех электрических цепей.

Стоящее в числителе выражение $\mu\Delta u_c$ играет роль переменной э. д. с., действующей в анодной цепи, а выражение в знаменателе $R_i + R_a$ есть полное сопротивление анодной цепи для переменного тока (напомним, что R_i есть внутреннее сопротивление лампы именно переменному току). Отсюда следует, что лампа действует в анодной цепи как некоторый генератор переменной э. д. с., равной $\mu\Delta u_c$. К подобному выводу мы уже пришли ранее при изучении сущности коэффициента усиления μ. Теперь этот же результат получен математическим путем.

Выражение (7-11) может быть получено еще более просто, хот и не так строго, следующим образом. Крутизна характеристики лампы равна $S = \frac{\Delta i_а}{\Delta u_с}$, откуда следует: $\Delta i_а = S \Delta u_с$. Заменив крутизну по формуле $S = \frac{\mu}{R_i}$, получим:

$$\Delta i_а = \frac{\mu \Delta u_с}{R_i}. \qquad (7\text{-}11а)$$

Рассматривая эту формулу как закон Ома, заключаем, что величина $\mu \Delta u_с$ играет роль э. д. с. генератора, работающего в режиме короткого замыкания, т. е. замкнутого на свое собственное внутреннее сопротивление R_i. Эта формула справедлива для статического режима, когда нет нагрузочного сопротивления $R_а$. А для усилительного каскада, в котором лампа работает в динамическом режиме, т. е. при наличии $R_а$, надо добавить его величину к R_i, так как оба эти сопротивления соединены последовательно. Поэтому окончательно можно написать:

$$\Delta i_а = \frac{\mu \Delta u_с}{R_i + R_а}.$$

Итак, триод, у которого напряжение на сетке изменяется на величину $\Delta u_с$, эквивалентен генератору с переменной э. д. с. $\mu \Delta u_с$ и внутренним сопротивлением R_i.

Анодная цепь триода для переменного анодного тока может быть представлена простой эквивалентной схемой, показанной на рис. 7-6,*а*.

В ней анодный источник отсутствует, так как эта схема справедлива только для переменной составляющей анодного тока, для которой сопротивление анодного источника мы считаем равным нулю. Иногда в такой схеме внутреннее сопротивление R_i показывают включенным последовательно в цепь отдельно от лампы (рис. 7-6,*б*).

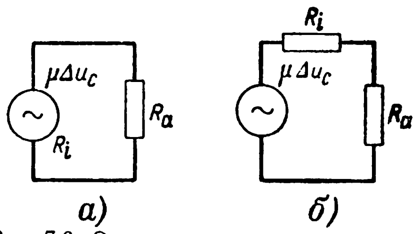


Рис. 7-6. Эквивалентная схема анодной цепи триода для переменной составляющей анодного тока с генератором э. д. с., заменяющим лампу.

Следует подчеркнуть, что генератором переменной э. д. с. является именно лампа. Никакой другой участок анодной цепи, конечно, нельзя принять за такой генератор. Источник анодного питания дает не переменную, а

постоянную э. д. с. $E_а$. Он служит для питания анодной цепи постоянным током. Нагрузочное сопротивление $R_а$ является только потребителем энергии и не может работать в качестве генератора э. д. с. Остается один последний участок, в котором может возникать эта э. д. с., — лампа. Именно внутри лампы под действием изменения сеточного напряжения $\Delta u_с$ постоянный анодный ток изменяется, т. е. в нем появляется переменная составляющая.

Лампа вполне реально выступает в роли генератора переменной э. д. с. Представление о такой роли лампы впервые ввел М. А. Бонч-Бруевич в 1919 г. Он же предложил и эквивалентную схему, показанную на рис. 7-6. Независимо от него то же осуществил и Г. Баркгаузен. Формула (7-11) и вытекающая из нее эквивалентная схема, в которой лампа заменена эквивалентным генератором переменной э. д. с., оказались чрезвычайно удобными для расчетов в силу своей простоты и наглядности. Можно утверждать, что развитие теории и техники электронноламповых схем и большинства радиотехнических устройств в значительной степени основывалось на этих простых представлениях, ставших классическими.

Однако не обошлось дело без дискуссии. Высказывались мнения о том, что лампу нельзя считать генератором э. д. с., что она является только потребителем энергии. Сторонники такой точки зрения забывали, что всякий генератор есть прежде всего преобразователь энергии. Он потребляет энергию одного вида, а сам генерирует энергию другого, нужного нам вида и притом всегда в меньшем количестве. В данном случае к лампе подводится энергия постоянного тока анодного источника, которая частично преобразуется с помощью лампы в энергию переменного тока.

Следовательно, представление о лампе как генераторе переменной э. д. с. имеет вполне реальный физический смысл. Именно в лампе «зарождается» переменная э. д. с., создающая переменный анодный ток.

Противники классической теории Бонч-Бруевича—Баркгаузена рассматривали лампу не как генератор, а как переменное сопротивление, и предлагали иную эквивалентную схему, показанную на рис. 7-7. Эта схема является совершенно правильной и даже более общей. Она пригодна не только для переменной, но и для постоянной составляю-

щей анодного тока, так как в нее входит анодный источник.

Когда напряжение сетки постоянно, то внутреннее сопротивление лампы постоянному току R_0 имеет некоторую определенную величину, и тогда постоянный анодный ток i_{a0} может быть определен по формуле

$$i_{a0}=\frac{E_a}{R_0+R_a}. \qquad (7\text{-}12)$$

При подаче на сетку переменного напряжения сопротивление R_0 не будет постоянным. Если сеточное напряжение изменяется в отрицательную сторону, то R_0 возрастает, а изменение напряжения сетки в положительную сторону вызывает уменьшение R_0. Таким образом, R_0 является некоторой функцией сеточного напряжения u_c. Но если R_0 изменяется, то изменяется и анодный ток. В нем появляется переменная составляющая.

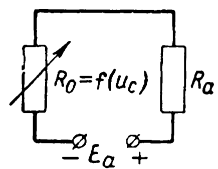


Рис. 7-7. Эквивалентная схема анодной цепи усилительного каскада с заменой триода переменным сопротивлением.

Можно легко осуществить на опыте схему, подобную рассматриваемой, если к источнику постоянной э. д. с. подключить последовательно соединенные постоянное сопротивление и реостат с ползунком. Последний будет выполнять роль R_0. Если придать ползунку реостата колебательное движение, ток в цепи станет пульсировать.

Как видно, эквивалентная схема, в которой лампа заменена переменным сопротивлением $R_0=f(u_c)$, вполне правильно отображает сущность явлений. Однако использование этой схемы для практических расчетов оказалось неудобным. Нетрудно показать, что если R_0 пульсирует по синусоидальному закону, то анодный ток будет пульсировать по гораздо более сложному, несинусоидальному закону. И наоборот, если ток изменяется по синусоидальному закону, что соответствует работе лампы при синусоидальном переменном напряжении на сетке в пределах линейного участка сеточной динамической характеристики, то сопротивление R_0 должно изменяться по сложному несинусоидальному закону. Таким образом, при пользовании эквивалентной схемой по рис. 7-7 возникают значительные математические трудности.

Классическая эквивалентная схема для переменного анодного тока, в которой лампа заменена генератором, является наиболее простой и удобной. Формула закона Ома

(7-11), соответствующая такой схеме, дает непосредственную линейную зависимость изменения анодного тока $\Delta i_а$ от изменения сеточного напряжения $\Delta u_с$. По формуле (7-11) при синусоидальном изменении сеточного напряжения получается синусоидальное же изменение анодного тока.

Поэтому эквивалентная схема по рис. 7-6 получила в конце концов всеобщее признание и широкое применение, несмотря на то что она, к сожалению, непригодна для расчетов, связанных с постоянным анодным током.

Надо иметь в виду, что расчет переменного анодного тока по формуле (7-11) дает точные результаты только при работе лампы в области линейных участков характеристик, для которых параметры μ и R_i можно считать постоянными. При этом в формулу (7-11), конечно, следует подставлять значения μ и R_i, соответствующие именно этим линейным участкам характеристик.

На нелинейных участках характеристик величины μ и R_i не остаются постоянными (особенно R_i), а сами являются функциями сеточного напряжения. Если при работе лампы в области нелинейных участков характеристик пользоваться формулой (7-11), подставляя в нее некоторые средние для данных участков значения μ и R_i, то расчет будет приближенным. Погрешность тем меньше, чем меньше изменение сеточного напряжения $\Delta u_с$, т. е. чем меньше участок характеристики, в пределах которого работает лампа.

Можно сказать, что формула (7-11) представляет собой л и н е й н о е п р и б л и ж е н и е или л и н е й н у ю а п п р о к с и м а ц и ю той сложной нелинейной зависимости, которая существует в действительности между изменениями анодного тока и сеточного напряжения.

В некоторых случаях лампу, работающую в динамическом режиме, удобно представить в виде эквивалентного генератора тока, а не генератора э. д. с. Из электротехники известно, что всякий генератор э. д. с. E, обладающий некоторым внутренним сопротивлением R_i, можно заменить эквивалентным генератором тока, равного току короткого замыкания $\frac{E}{R_i}$, причем внутреннее сопротивление R_i следует рассматривать включенным параллельно с внешним нагрузочным сопротивлением.

Эквивалентная схема, в которой лампа заменена генератором тока, представлена на рис. 7-8. В этой схеме переменный ток $\Delta i_а$ по-прежнему проходит через $R_а$, а ток, развиваемый генератором и равный $S\Delta u_с$, представляет собой ток короткого замыкания или, иначе говоря, изменение анодного тока в статическом режиме. Действительно, из формулы (7-11) следует, что при $R_а = 0$ изменение тока равно $\frac{\mu\Delta u_с}{R_i} = S\Delta u_с$.

Справедливость схемы с эквивалентным генератором тока легко можно доказать математически. Для этого умножим обе части формулы (7-10) на $R_а$:

$$\Delta i_а R_а = S\ \Delta u_с \frac{R_i R_а}{R_i + R_а}. \qquad (7\text{-}13)$$

Произведение $\Delta i_а$ на $R_а$ есть переменное напряжение Δu_R, а правая часть равенства показывает, что Δu_R можно получить, если умножить ток генератора $S\Delta u_с$ на общее сопротивление параллельно соединенных R_i и $R_а$. Следовательно, для эквивалентного генератора тока действительно надо считать эти сопротивления соединенными параллельно.

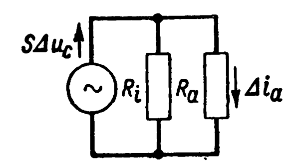


Рис. 7-8. Эквивалентная схема анодной цепи триода с генератором тока, заменяющим лампу.

Надо признать, что включение внутреннего сопротивления генератора параллельно нагрузочному сопротивлению является весьма условным и не всегда отражает истинного положения вещей. Тем не менее использование схемы с эквивалентным генератором тока не приводит к каким-либо ошибкам в расчетах. Особенно удобна эта схема для расчетов в тех случаях, когда нагрузка состоит из нескольких параллельно включенных сопротивлений.

7-4. ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТРИОДА

Для расчета работы лампы в динамическом режиме нередко пользуются динамической крутизной и динамическим коэффициентом усиления. Третьего динамического параметра в виде какого-то нового внутреннего сопротивления лампы не существует.

Динамическая крутизна $S_д$ представляет собой крутизну сеточной динамической характеристики и определяется по формуле

$$S_д = \frac{\Delta i_а}{\Delta u_с}. \qquad (7\text{-}14)$$

При этом условие $u_а = \text{const}$, которое ставилось для определения статической крутизны, в данном случае не применяется. Стоящее в формуле (7-14) значение $\Delta i_а$ является тем изменением тока, которое получается в динамическом режиме, т. е. при одновременном и противофазном изменении сеточного и анодного напряжений. Разумеется, что условия $E_а = \text{const}$ и $R_а = \text{const}$, которые мы указывали для динамического режима, должны соблюдаться и в данном случае.

Величина $S_д$ легко может быть определена из сеточной динамической характеристики такими же способами, как статическая крутизна S определяется из статической сеточной характеристики. Для более точного определения следует применять метод касательной. Однако чаще пользуются методом двух точек.

Определение $S_д$ из анодной динамической характеристики возможно только по методу двух точек, в качестве которых следует взять точки пересечения этой характеристики с двумя соседними статическими характеристиками.

Формула (7-10) дает возможность получить зависимость между динамической и статической крутизной. Для этого разделим обе части равенства на $\Delta u_с$. Тогда получим:

$$S_д = S\frac{R_i}{R_i + R_а}. \qquad (7\text{-}15)$$

Заменив SR_i на μ, можно написать иначе:

$$S_д = \frac{\mu}{R_i + R_а}. \qquad (7\text{-}16)$$

Из формулы (7-15) видно, что в динамическом режиме всегда $S_д < S$. Например, при $R_а = R_i$ получаем: $S_д = 0{,}5S$. В статическом режиме (при $R_а = 0$) получается $S_д = S$, т. е. динамическая характеристика превращается в статическую. Если же $R_а = \infty$, то $S_д = 0$.

Следует, конечно, всегда помнить, что в формуле (7-15) величины $S_д$, S и R_i относятся к одной и той же точке (или области) характеристики.

Иногда в формулу (7-15) вводят так называемый коэффициент нагрузки α, который является отношением $R_а$ к R_i:

$$\alpha = \frac{R_а}{R_i}. \qquad (7\text{-}17)$$

Разделив в формуле (7-15) числитель и знаменатель на R_i, получим:

$$S_д = \frac{S}{1+\alpha}. \qquad (7\text{-}18)$$

Динамический коэффициент усиления ($\mu_д$), или иначе коэффициент усиления каскада (K), представляет собой отношение изменения напряжения на нагрузочном сопротивлении Δu_R к изменению напряжения на сетке $\Delta u_с$:

$$\mu_д = K = \frac{\Delta u_R}{\Delta u_с}. \qquad (7\text{-}19)$$

По своей сущности $\mu_д$ отличается от статического коэффициента усиления. При определении последнего берется отношение приращений анодного и сеточного напряжений, вызывающих одинаковые изменения анодного тока. А в формуле (7-19) изменение напряжения Δu_R является результатом действия изменения сеточного напряжения $\Delta u_с$. Кроме того, при определении $\mu_д$ не ставится условие $i_а = \text{const}$, а имеются в виду обычные условия динамического режима $E_а = \text{const}$ и $R_а = \text{const}$.

Следует запомнить, что понятия динамического коэффициента усиления и коэффициента усиления каскада совершенно равнозначны. При изучении электронных ламп в литературе обычно фигурирует термин «динамический коэффициент усиления лампы», а в технике усилителей, приемников и других радиотехнических устройств принято всегда говорить о коэффициенте усиления каскада. Этот коэффициент является весьма важной величиной, так как он показывает, во сколько раз усиливается переменное напряжение, подведенное к сетке лампы.

Рассмотрим связь динамического коэффициента усиления со статическими параметрами. Так как $\Delta u_R = \Delta i_a R_a$, то можно написать:

$$\mu_д = \frac{\Delta i_a R_a}{\Delta u_c}. \tag{7-20}$$

Если в выражение (7-20) подставить значение Δi_a из формулы (7-11), а затем сократить на Δu_c, то получим весьма важную формулу:

$$\mu_д = \mu \frac{R_a}{R_i + R_a}, \tag{7-21}$$

или, введя коэффициент нагрузки α, получим:

$$\mu_д = \mu \frac{\alpha}{1 + \alpha}. \tag{7-22}$$

Формулы (7-21) и (7-22) имеет весьма широкое применение в радиотехнике и электронике. Зная параметры лампы и нагрузочное сопротивление, по этим формулам можно подсчитать реальное усиление напряжения, которое будет получаться в том или ином каскаде. Нередко приходится решать и обратную задачу, т. е. определять величину R_a, при которой лампа с данными параметрами обеспечит получение необходимого усиления.

Из формул (7-21) и (7-22) хорошо видно, что в динамическом режиме $\mu_д < \mu$, так как в правой части μ умножается на дробь, которая меньше 1. Это означает, что практически невозможно использовать полностью переменную э. д. с. $\mu \Delta u_c$, развиваемую лампой. Часть этой э. д. с. неизбежно теряется на внутреннем сопротивлении лампы. Отношение полной переменной э. д. с. $\mu \Delta u_c$, действующей в анодной цепи, к переменному напряжению сетки Δu_c есть коэффициент усиления самой лампы. Так как Δu_R составляет некоторую часть э. д. с., то $\mu_д$ всегда меньше μ. Чем больше R_a по сравнению с R_i, т. е. чем больше коэффициент нагрузки α, тем бóльшую долю переменной э. д. с. составляет Δu_R и тем ближе $\mu_д$ к величине μ.

Хорошо видно это и из формул (7-21) и (7-22). С увеличением R_a или α дробь $\frac{R_a}{R_i + R_a}$ или $\frac{\alpha}{1 + \alpha}$ растет и приближается к 1. Следует заметить, что хотя величины R_a и α входят в числитель и знаменатель дроби, но в зна-

менателе каждая из них является слагаемым, а в числителе — множителем. Поэтому с ростом $R_а$ или α числитель растет быстрее знаменателя и, следовательно, вся дробь увеличивается.

Двойная зависимость величины $\mu_д$ от $R_а$ объясняется следующим образом. С одной стороны, чем больше $R_а$, тем больше полезное падение напряжения на нем от переменного анодного тока ($R_а$ в числителе). Но, с другой стороны, с увеличением $R_а$ возрастает общее сопротивление анодной цепи и переменный анодный ток уменьшается, а следовательно, уменьшается и напряжение на $R_а$ ($R_а$ в знаменателе).

Поясним сказанное числовым примером. Пусть лампа имеет параметры $\mu = 10$ и $R_i = 10$ *ком*, а $R_а = 40$ *ком*. Тогда по формуле (7-21) получаем:

$$\mu_д = \frac{10 \cdot 40}{10 + 40} = 8,$$

т. е. $\mu_д < \mu$.

Действительно, если в данном случае на сетку подано переменное напряжение $\Delta u_с = 2$ *в*, то в анодной цепи будет действовать переменная э. д. с. $\mu \Delta u_с = 10 \cdot 2 = 20$ *в*. Эта э. д. с. распределится между $R_а$ и R_i пропорционально их величинам. На долю $R_а$ придется 16 *в*, т. е. 80% всей э. д. с., так как 40 *ком* составляет 80% полного сопротивления всей анодной цепи, равного $10 + 40 = 50$ *ком*. Таким образом, в данном случае $\mu_д = \frac{16}{2} = 8$.

Если бы лампа не имела внутреннего сопротивления ($R_i = 0$), то вся переменная э. д. с. действовала бы полностью на нагрузочном сопротивлении, и тогда получилось бы $\mu_д = \mu$. Но такой идеальный случай практически невозможен. У любой лампы всегда $R_i > 0$.

Предположим теперь, что $R_а = \infty$ или $\alpha = \infty$. Тогда из формул (7-21) и (7-22) получим: $\mu_д = \mu$*. Однако и этот

* Так как при непосредственной подстановке $R_а = \infty$ (или $\alpha = \infty$) в формулы получается неопределенность $\left(\frac{\infty}{\infty}\right)$, то сначала надо числитель и знаменатель разделить на $R_а$ (или α).

предельный случай практически неосуществим, так как при $R_a = \infty$ анодная цепь разрывается и лампа без анодного питания работать не будет.

Проследим, как изменяется $\mu_д$ в зависимости от изменения R_a. Для этого рассчитаем по формуле (7-21) или (7-22) величину $\mu_д$ при различных значениях R_a. Результаты этого расчета показаны в виде графика на рис. 7-9.

Как видно, с ростом R_a (или α) величина $\mu_д$ растет сначала быстро, а затем все медленнее и медленнее, приближаясь к значению, равному μ. Для усиления напряжения с помощью триодов величину R_a обычно берут не более $(3 \div 4) R_i$, так как дальнейшее увеличение R_a не дает достаточно ощутимого роста усиления.

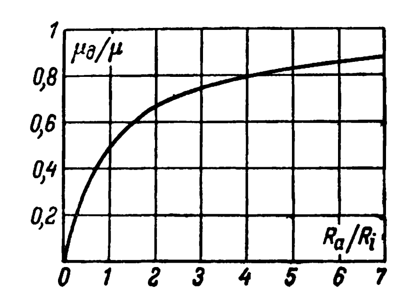


Рис. 7-9. График зависимости динамического коэффициента усиления от коэффициента нагрузки.

Необходимо отметить, что график на рис. 7-9 рассчитан в предположении, что при изменении R_a параметры лампы μ и R_i остаются неизменными. В действительности же это не так. На сопротивлении R_a теряется часть постоянного напряжения анодного источника. При значительном увеличении R_a уменьшится анодное напряжение на лампе и последняя станет работать в области нижних изгибов статических характеристик. Но для этой области параметры лампы изменяются: S уменьшается, а R_i увеличивается (см. график на рис. 6-22). Возрастание R_i приведет к уменьшению $\mu_д$.

Следует также учесть, что в области нижнего изгиба характеристики весьма нелинейны, за счет чего возникают искажения формы усиливаемых колебаний. Однако слишком малое R_a также невыгодно: во-первых, усиление будет малым, а во-вторых, как мы знаем, при малом R_a динамическая характеристика становится более нелинейной.

Практически для триодов чаще всего выбирают

$$\alpha = 1 \div 4 \quad \text{или} \quad R_a = (1 \div 4) R_i. \qquad (7\text{-}23)$$

В заключение рассмотрим зависимость между динамическими параметрами.

Имея в виду определение динамической крутизны, формулу (7-21) можно переписать в следующем виде:

$$\mu_д = S_д R_а. \qquad (7\text{-}24)$$

Мы получили формулу, напоминающую по внешнему виду формулу связи между статическими параметрами $\mu = SR_i$, но здесь вместо внутреннего сопротивления R_i входит сопротивление нагрузки $R_а$.

Таким образом, для определения $\mu_д$ из характеристик проще всего определить $S_д$, о чем говорилось выше, а затем умножить $S_д$ на $R_а$.

7-5. УСИЛИТЕЛЬНЫЙ КАСКАД С ТРИОДОМ

Подробное рассмотрение динамического режима, сделанное в предыдущих параграфах, является основой для расчета усилительного каскада.

На рис. 7-10,*а* показана практическая схема усилительного каскада с триодом. К сетке лампы подводится пере-

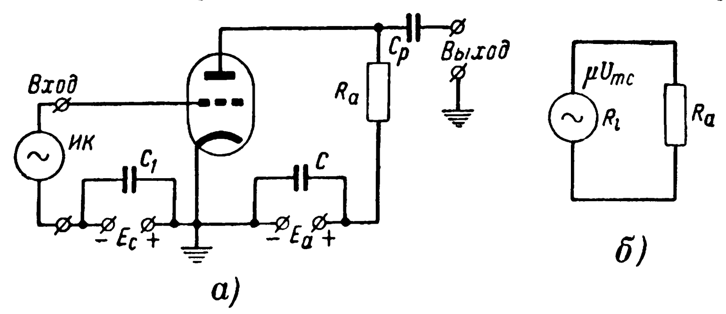


Рис. 7-10. Реальная схема усилительного каскада с триодом (*а*) и эквивалентная схема анодной цепи этого каскада (*б*).

менное напряжение от источника усиливаемых колебаний *ИК*. Таким источником для первого каскада радиоприемника являются приемная антенна или входной колебательный контур, в который колебания поступают от антенны, Для первого каскада усилителя низкой частоты роль *ИК* играет обычно микрофон или звукосниматель. В других случаях в качестве источника колебаний могут выступать те или иные приборы, создающие сравнительно слабые

электрические колебания. Если данный каскад является не первым, а промежуточным или оконечным, то роль *ИК* выполняет предыдущий каскад. Точки сеточной цепи, к которым подключен источник усиливаемых колебаний, называют входом каскада.

Усилительный каскад применяется всегда в том случае, когда мощность источника колебаний имеет слишком малую величину. Не следует считать, что усилитель с электронной лампой служит лишь для усиления переменных напряжений. Если бы требовалось только увеличить напряжение, то во многих случаях было бы достаточно применить повышающий трансформатор. Однако последний, как известно, не увеличивает мощность.

Принципиальной особенностью лампового усилителя является именно усиление мощности колебаний. А так как величина мощности определяется произведением напряжения на ток, то при усилении электрических колебаний с помощью лампы обычно увеличиваются и напряжение и ток. В некоторых усилителях напряжение не усиливается, но тогда обязательно происходит усиление тока. Совершенно очевидно, что каскад, не дающий усиления мощности, не может считаться усилителем.

Усилительные каскады применяются для усиления колебаний самой различной формы и частоты. Для простоты мы будем рассматривать усиление синусоидальных колебаний с не слишком высокой частотой, при которой период во много раз меньше времени пролета электронов в лампе. Таким образом, напряжение источника колебаний *ИК* можно выразить уравнением

$$u_{\text{вх}} = U_{m\,\text{вх}} \sin \omega t \qquad (7\text{-}25)$$

или изобразить в виде графика, как это сделано на рис. 7-11,*а*.

Помимо усиливаемого переменного напряжения, на сетку подается также и некоторое постоянное отрицательное напряжение $E_{\text{с}}$, называемое напряжением сеточного смещения, а также сеточным смещением, напряжением смещения или даже просто смещением. Оно «смещает» или «сдвигает» работу лампы в область отрицательных сеточных напряжений (влево по сеточной характеристике). Напряжение смещения служит главным образом для того, чтобы лампа работала без сеточного тока или с малым сеточным током. Этот ток являет-

ся бесполезным и даже вредным. Как будет показано далее, он вызывает искажения усиленных колебаний и создает нагрузку для источника колебаний, за счет которой полезное переменное напряжение на сетке уменьшается.

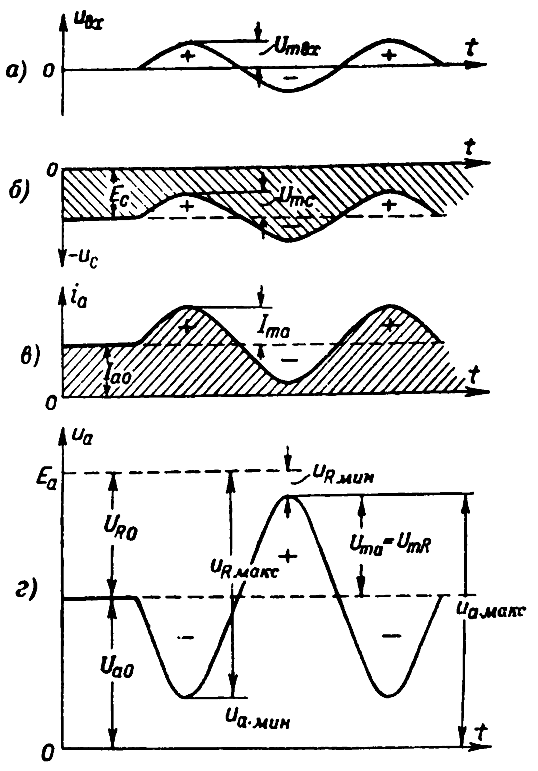


Рис. 7-11. Графики, поясняющие работу усилительного каскада с триодом.

Если напряжение сеточного смещения E_c по абсолютной величине не меньше амплитуды усиливаемого напряжения U_{mc}, то сеточное напряжение, очевидно, все время отрицательно и сеточного тока не будет. Итак, для отсутствия сеточного тока должно быть соблюдено условие

$$|E_c| \geqslant U_{mc}. \qquad (7\text{-}26)$$

На схеме на рис. 7-10,*а* показано, что напряжение смещения подано от некоторого отдельного источника. В даль-

нейшем будут рассмотрены и другие способы подачи этого напряжения.

Следует заметить, что подача сеточного смещения E_c не является строго обязательной. В некоторых простейших случаях усилительные каскады работают без сеточного смещения, но качество усиления при этом ухудшается. Поэтому в подавляющем большинстве случаев сеточное смещение применяется.

Результирующее напряжение на сетке является пульсирующим. Оно показано на графике на рис. 7-11,*б* и соответствует уравнению

$$u_c = E_c + U_{mc} \sin \omega t, \tag{7-27}$$

где

$$U_{mc} = U_{m\text{вх}}.$$

Под действием этого напряжения анодный ток также пульсирует. При отсутствии переменного напряжения, т. е. когда на сетке имеется только напряжение смещения, анодный ток имеет некоторую постоянную величину I_{a0}. Этот ток называют током покоя (иногда — начальным анодным током). Переменное напряжение вызовет изменение тока. Если работа происходит в пределах линейного участка сеточной динамической характеристики, то изменение анодного тока происходит по тому же закону, что и изменение сеточного напряжения. Поэтому при синусоидальном переменном напряжении на сетке в анодном токе появится синусоидальная переменная составляющая с амплитудой I_{ma}. Уравнение анодного тока тогда может быть записано в виде:

$$i_a = I_{a0} + I_{ma} \sin \omega t. \tag{7-28}$$

График этого тока представлен на рис. 7-11, *в*. Анодный ток создает на сопротивлении нагрузки R_a падение напряжения u_R, которое, очевидно, также является пульсирующим. Оно может быть показано графиком, подобным графику тока, или записано в виде уравнения

$$u_R = U_{R0} + U_{mR} \sin \omega t, \tag{7-29}$$

где

$$U_{R0} = I_{a0} R_a \text{ и } U_{mR} = I_{ma} R_a. \tag{7-30}$$

Что же касается анодного напряжения, то оно в соответствии с особенностями динамического режима изменяется в противофазе с рассмотренными величинами u_c, i_a и u_R. График анодного напряжения показан на рис. 7-11, *г*. В режиме покоя анодное напряжение имеет величину U_{a0}, равную $E_a - U_{R0}$. При усилении анодное напряжение изменяется по закону

$$u_a = U_{a0} - U_{ma} \sin \omega t, \quad (7\text{-}31)$$

причем $U_{ma} = U_{mR}$, т. е. амплитуда переменной составляющей напряжения на аноде равна амплитуде переменной составляющей напряжения на нагрузочном сопротивлении R_a.

Выходным напряжением усилительного каскада обычно является переменное анодное напряжение, и поэтому выходные зажимы присоединяются к аноду и общему минусу (катоду). При этом если на выходе усилителя не должно быть постоянного напряжения, то между анодом и выходным зажимом включается разделительный конденсатор C_p (рис. 7-10, *а*). Через него на выход передается усиленное переменное напряжение, но зато он является преградой для постоянного напряжения. Емкость разделительного конденсатора выбирается такой, чтобы его сопротивление даже на самой низшей рабочей частоте было много меньше, чем сопротивление $R_н$ той нагрузки, которая будет подключена к выходным зажимам усилителя. Тогда потеря переменного напряжения на конденсаторе C_p будет ничтожной. Практически если отношение сопротивления конденсатора $\frac{1}{\omega C_p}$ к $R_н$ меньше 0,1, то потеря переменного напряжения на C_p окажется менее 0,5%. В некоторых усилителях нагрузкой является само сопротивление R_a, и тогда выходом следует считать зажимы этого сопротивления.

Анодный источник E_a всегда шунтируется конденсатором достаточно большой емкости *С*, сопротивление которого для самой низшей рабочей частоты много меньше, чем R_a и R_i. Тем самым в значительной степени устраняется влияние внутреннего сопротивления анодного источника на работу усилительного каскада. Иначе говоря, можно пренебречь сопротивлением конденсатора *С* для переменной

составляющей анодного тока, т. е. считать, что этот конденсатор является коротким замыканием для переменного тока и что на нем нет падения переменного напряжения. Поэтому эквивалентная схема анодной цепи каскада может быть изображена весьма просто, как это показано на рис. 7-10,*б*. В дальнейшем мы не будем изображать на схемах конденсатор *С*, считая, что он имеется в самом источнике $E_а$. Например, если таким источником служит выпрямитель, то в нем всегда имеется конденсатор большой емкости для сглаживания пульсаций, который и выполняет роль конденсатора *С*. Источник сеточного смещения $E_с$ также шунтирован конденсатором C_1.

Выясним, в чем состоит вредное влияние сеточного тока. Предположим, что усилительный каскад работает без отрицательного смещения на сетке. Тогда при отрицательной полуволне переменного сеточного напряжения тока сетки нет, источник колебаний *ИК* работает вхолостую (без нагрузки) и напряжение на сетке равно э. д. с. этого источника. Но при положительной полуволне возникнет сеточный ток, который создаст на внутреннем сопротивлении источника колебаний $R_{ИК}$ падение напряжения. В этом случае источник *ИК* работает с нагрузкой и напряжение на его зажимах, т. е. на сетке, меньше его э. д. с. на величину напряжения, потерянного внутри генератора. Амплитуда положительной полуволны сеточного напряжения равна:

$$U'_{mс} = E_{mс} - I_{с.макс} R_{ИК}, \qquad (7\text{-}32)$$

где $E_{mс}$ — амплитуда э. д. с. источника колебаний и $I_{с.макс}$ — максимальное значение сеточного тока, а амплитуда отрицательной полуволны равна $U''_{mс} = E_{mс}$.

Внутреннее сопротивление источников колебаний $R_{ИК}$ (особенно у многих маломощных источников) часто имеет значительную величину. Поэтому весьма заметным получается и падение напряжения внутри источника *ИК*. В результате переменное напряжение на сетке станет несинусоидальным, т. е. искаженным. У него амплитуда положительной полуволны будет меньше, чем отрицательной (рис. 7-12,*а*). И чем больше амплитуда переменного сеточного напряжения, тем больше ток сетки и тем значительнее искажения. Они также возрастают при увеличении внутреннего сопротивления источника колебаний. Подобные искажения называются **нелинейными**, так как

они вызваны нелинейным характером сопротивления участка сетка—катод лампы. Этот участок является диодом, а следовательно, представляет собой нелинейное сопротивление. При положительном напряжении на сетке сопротивление участка сетка—катод невелико. Оно имеет величину такого же порядка, как внутреннее сопротивление диода, т. е. получается примерно до 1 000 *ом*. А при отрицательном напряжении это сопротивление равно бесконечности. Источник колебаний *ИК* нагружен на такое нелинейное сопротивление, и поэтому его напряжение искажается. По существу сеточная цепь работает в режиме выпрямления переменного тока и напряжение на сетке является не чем иным, как напряжением на аноде выпрямительного диода. В гл. 4 было показано, что это напряжение несинусоидально (см. рис. 4-35,*в*).

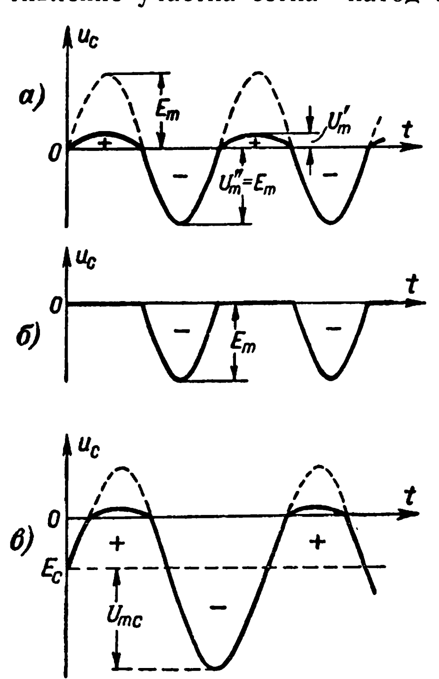


Рис. 7-12. Графики сеточного напряжения усилительного каскада для различных режимов работы цепи сетки.

Поскольку напряжение на сетке искажено, на выходе усилительного каскада получится искаженное усиленное напряжение. Помимо искажений ток сетки вызывает также уменьшение амплитуды усиленного напряжения. Действительно, полезной частью несинусоидального сеточного напряжения является только его первая гармоника, так как она представляет собой синусоидальное колебание с частотой, равной частоте э. д. с. источника *ИК*. Остальные составляющие, т. е. высшие гармоники, вредны. Они создаются за счет нелинейности участка сетка — катод и характеризуют возникшие искажения. Амплитуда первой гармоники, как показывает анализ, равна примерно полусумме амплитуд положительной и отри-

цательной полуволн, т. е. является средней величиной этих амплитуд:

$$U_{m1} = \frac{U'_{mc} + U''_{mc}}{2}. \qquad (7\text{-}33)$$

Следовательно, U_{m1} меньше, чем амплитуда э. д. с. источника E_{mc}.

Наиболее значительное уменьшение амплитуды полезной гармоники и наибольшие нелинейные искажения получаются в случае, когда сопротивление источника колебаний $R_{ИК}$ во много раз больше сопротивления участка сетка—катод R_{c0}. Тогда при положительной полуволне напряжения источник колебаний работает в режиме, который практически можно считать коротким замыканием, т. е. во время этой полуволны напряжение на сетке близко к нулю. Например, если $R_{ИК} = 100$ *ком*, а $R_{c0} = 1$ *ком*, то при отрицательной полуволне напряжение на сетке равно э. д. с. источника, а при положительной полуволне это напряжение составляет всего лишь около 1% э. д. с., так как почти вся э. д. с. теряется на внутреннем сопротивлении источника. График напряжения сетки для такого случая изображен на рис. 7-12, *б*.

Практически напряжение состоит из одних отрицательных полуволн (положительные полуволны срезаны), и амплитуда первой гармоники U_{m1} равна примерно половине амплитуды э. д. с. источника:

$$U_{m1} \approx \frac{E_{mc}}{2}. \qquad (7\text{-}34)$$

Этот своеобразный режим применяется в так называемых ограничителях, задачей которых является срезание той или иной части переменного напряжения, т. е. умышленное искажение. Но для усиления без искажений подобный режим, конечно, недопустим.

Если обеспечена работа лампы без сеточного тока путем подачи на ее сетку отрицательного напряжения смещения достаточной величины [см. условие (7-26)], то сопротивление участка сетка—катод все время равно бесконечности и источник *ИК* работает в режиме холостого хода в течение всего периода. Напряжение на сетке все время равно э. д. с. источника. Амплитуды обеих полуволн этого напряжения станут одинаковыми и будут иметь наиболь-

шее возможное значение. В этом случае участок сетка — катод не нагружает источник *ИК*, т. е. не потребляет от последнего мощность. Это означает, что источник *ИК* может иметь сколь угодно малую мощность. Практически некоторую нагрузку для *ИК* создает так называемая входная емкость лампы, но она невелика и с нею приходится считаться лишь на более высоких частотах (см. § 7-8).

Таким образом, при работе усилительного каскада с отрицательным смещением на сетке, устраняющим сеточный ток, искажений за счет этого тока не наблюдается. Если амплитуда переменного напряжения на сетке больше сеточного смещения ($U_{mc} > E_c$), то в течение некоторой части периода возникает сеточный ток, который создает искажения, аналогичные рассмотренным выше. Будет происходить «срезание» той части положительной полуволны переменного сеточного напряжения, которая «заходит» в положительную область (рис. 7-12,*в*).

Источником э. д. с., создающим сеточный ток, всегда является источник колебаний *ИК*, но не источник смещения E_c. Последний не может создавать ток сетки. Действительно, этот источник стремится создать ток, имеющий направление движения электронов от минуса к плюсу, т. е. внутри лампы от сетки к катоду. Но в лампе такого сеточного тока нормально не может быть, так как сетка не дает электронной эмиссии. Следовательно, источник сеточного смещения E_c не нагружается током сетки. Например, если этим источником является аккумулятор, то он не разряжается, а, наоборот, заряжается сеточным током. В этом случае энергия источника колебаний *ИК* частично расходуется на подзаряд аккумулятора.

Поскольку источник сеточного смещения не расходует энергии в цепи сетки, а должен лишь создавать необходимое напряжение, то он может быть взят весьма маломощным. Если в качестве него применить сухую батарею, то она будет работать очень долго. Срок ее службы определится только явлением саморазряда и высыханием электролита.

Источник колебаний иногда может находиться под постоянным напряжением, которое не должно попадать на сетку лампы данного усилительного каскада. В таких случаях усиливаемое напряжение от *ИК* подают через трансформатор (рис. 7-13,*а*) или разделительный конденсатор (рис. 7-13,*б*). Напряжение смещения тогда подводится

к сетке через вторичную обмотку входного трансформатора или специальное сеточное сопротивление R_c, называемое также сопротивлением утечки и имеющее обычно величину от нескольких сотен килоом до единиц мегом.

Это сопротивление служит также для того, чтобы на сетке не могли накопиться в большом количестве электроны, так как тогда лампа могла бы запереться. Если сопротивления R_c нет, то цепь сетки окажется разомкнутой для постоянного сеточного тока, т. е. сетка будет изолирована от остальной схемы. Тогда попадающие даже в небольшом количестве на сетку электроны могут зарядить ее до такого отрицательного потенциала, что лампа

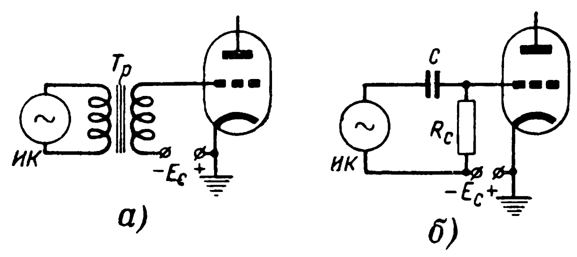


Рис. 7-13. Различные схемы включения источника усиливаемых колебаний в цепь сетки лампы („схемы входа").

запрется. А при наличии R_c отрицательный заряд с сетки стекает в виде очень небольшого тока через R_c и накопления этого заряда не произойдет.

Сопротивление R_c должно быть достаточно большим, чтобы оно не нагружало заметно источник колебаний, т. е. желательно соблюдать условие $R_c \gg R_{ИК}$. Однако чрезмерно большое R_c также не всегда удобно. Например, если на сетку придет случайно большой импульс положительного напряжения (от какой-либо помехи или по другой причине), то сетка притянет большое количество электронов и на ней получится значительный заряд, запирающий лампу. При очень большом R_c этот заряд стекает слишком медленно и лампа оказывается сравнительно долго в запертом состоянии.

Триод может служить для усиления переменных напряжений самых различных частот и применяется в нескольких основных схемах усилительных каскадов. В усилителях колебаний низкой частоты в большинстве случаев

анодным нагрузочным сопротивлением является обычное активное сопротивление, как это было показано на всех предыдущих схемах (например, на рис. 7-10,*а*). Подобные каскады называются **реостатными усилителями**. Широкое применение получили также трансформаторные

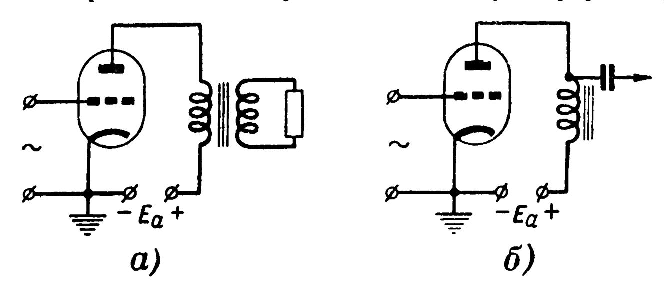


Рис. 7-14. Схемы трансформаторного (*а*) и дроссельного (*б*) усилительных каскадов.

усилители (рис. 7-14,*а*). У них в анодную цепь лампы включается в качестве нагрузочного сопротивления первичная обмотка трансформатора, нагруженного со стороны вторичной обмотки на некоторое активное сопротивление. Реже встречаются **дроссельные усилители**, у которых роль нагрузочного сопротивления выполняет дроссель низкой частоты (рис. 7-14,*б*).

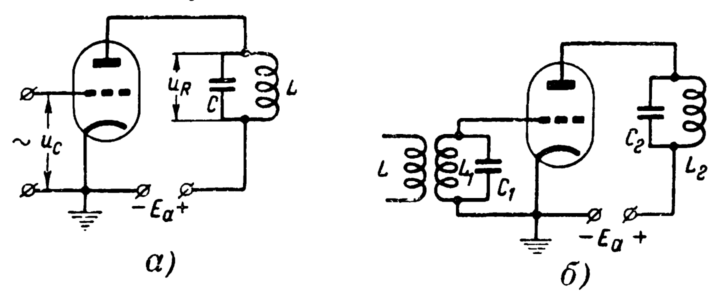


Рис. 7-15. Схемы резонансных усилительных каскадов.

В усилителях колебаний высокой частоты нагрузочным сопротивлением обычно служит резонансный колебательный контур, настроенный на частоту усиливаемых колебаний (рис. 7-15,*а*). Такие усилители, называемые **резонансными**, применяются в радиоприемниках, радиопередатчиках и других устройствах. Параллельный контур

LC, включенный в анодную цепь, работая в режиме резонанса токов, имеет большое и чисто активное сопротивление. Генератором, питающим этот контур, является лампа. Постоянная составляющая анодного тока свободно проходит через малое сопротивление катушки контура, а переменная составляющая анодного тока создает на контуре переменное напряжение, значительно усиленное по сравнению с поданным на сетку.

Входная часть таких каскадов выполняется по любой из рассмотренных выше схем, т. е. источник колебаний может быть включен в цепь сетки лампы непосредственно (рис. 7-10,*а*), через трансформатор (рис. 7-13,*а*) или через конденсатор (рис. 7-13,*б*). В резонансных усилителях высокой частоты в цепи сетки часто бывает резонансный контур, как это показано для примера на рис. 7-15,*б*.

7-6. ВЕЛИЧИНЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ УСИЛИТЕЛЬНЫЙ КАСКАД

Работа любого усилительного каскада характеризуется несколькими основными величинами.

Важнейшей из этих величин является известный нам коэффициент усиления каскада K, равный отношению амплитуды переменного напряжения на нагрузочном сопротивлении U_{mR} к амплитуде переменного напряжения на сетке U_{mc}:

$$K = \frac{U_{mR}}{U_{mc}}. \qquad (7\text{-}35)$$

Вместо отношения амплитуд, конечно, можно взять отношение действующих значений.

Часто определяют K через отношение выходного переменного напряжения к входному:

$$K = \frac{U_{вых}}{U_{вх}}. \qquad (7\text{-}36)$$

При этом нужно обратить внимание на следующее. Если в усилительном каскаде нет трансформаторов, повышающих или понижающих напряжение, то коэффициент усиления каскада представляет собой динамический коэффициент усиления лампы $\mu_д$. А в усилительном каскаде с трансформаторами, изменяющими величину напряжения, коэффициент усиления каскада, определенный как отношение выходного напряжения к входному,

не равен $\mu_д$, так как он будет учитывать также коэффициенты трансформации примененных трансформаторов. Поскольку изменение напряжения трансформаторами не связано непосредственно с усилительным действием лампы, то удобно и для трансформаторного каскада рассматривать коэффициент усиления каскада в соответствии с формулой (7-35), в которой под U_{mR} следует понимать напряжение на первичной обмотке трансформатора.

Определенный таким образом коэффициент усиления каскада будет и для трансформаторного каскада совпадать с величиной $\mu_д$. Во избежание недоразумений можно в данном случае говорить о коэффициенте усиления трансформаторного каскада по анодной цепи в отличие от полного коэффициента усиления каскада, учитывающего изменение напряжения во входном и выходном трансформаторах.

Если принимать во внимание наличие в усилительном каскаде реактивных сопротивлений, создающих фазовые сдвиги, то K окажется сложной комплексной величиной. Однако в большинстве случаев можно сопротивление нагрузки считать активным и при определении величины K не учитывать сдвига фаз между выходным и входным напряжениями.

Применяя соотношения, выведенные для динамического режима работы лампы (см. § 7-3 и 7-4), можно написать для усилительного каскада следующие формулы.

Амплитуда переменной составляющей анодного тока равна:

$$I_{ma} = \frac{\mu U_{mc}}{R_i + R_а}, \qquad (7\text{-}37)$$

а коэффициент усиления каскада рассчитывается как

$$K = \frac{\mu R_а}{R_i + R_а} \quad \text{или} \quad K = \frac{\mu \alpha}{1 + \alpha}. \qquad (7\text{-}38)$$

Для трансформаторного каскада, работающего на средних частотах, при которых можно пренебречь влиянием реактивных сопротивлений, под величиной $R_а$ следует понимать сопротивление нагрузки вторичной цепи $R_н$, пересчитанное в первичную цепь, т. е.

$$R_а = n^2 R_н, \qquad (7\text{-}39)$$

где n — коэффициент трансформации, равный отношению числа витков первичной обмотки w_1 к числу витков вторичной обмотки w_2:

$$n = \frac{w_1}{w_2}. \tag{7-40}$$

В случае резонансного усилительного каскада величиной $R_а$ является эквивалентное сопротивление контура при резонансе $R_э$, которое определяется формулой

$$R_э = \frac{\rho^2}{r}, \tag{7-41}$$

где ρ — характеристическое сопротивление контура, равное сопротивлению индуктивной ветви $x_L = \omega_0 L$ или емкостной ветви $x_C = \frac{1}{\omega_0 C}$ для резонансной частоты ω_0; r — сопротивление потерь контура, практически сосредоточенное обычно в катушке, поскольку современные конденсаторы создают ничтожно малые потери энергии.

И, наконец, для дроссельного каскада можно считать приближенно сопротивление нагрузки чисто индуктивным $(x_L = \omega L)$ и складывать его геометрически с R_i лампы. Тогда формулы (7-37) и (7-38) следует писать так:

$$I_{ma} = \frac{\mu U_{mc}}{\sqrt{R_i^2 + x_L^2}} \tag{7-42}$$

и

$$K = \frac{\mu x_L}{\sqrt{R_i^2 + x_L^2}}. \tag{7-43}$$

Во многих случаях бывает важно знать усиленное напряжение, получаемое на выходе каскада. Оно легко определяется по формуле (7-30):

$$U_{mR} = I_{ma} R_а,$$

или

$$U_{mR} = K U_{mc}. \tag{7-44}$$

Следующей величиной, характеризующей результат работы усилительного каскада, является его полезная мощность $P_{\sim}$, т. е. мощность переменной составляющей анодного тока, отдаваемая в нагрузочное сопротивление.

Необходимо особо подчеркнуть, что полезной мощностью является именно только мощность переменного тока, так как усилительный каскад служит для усиления колебаний. Мощность постоянного тока в нагрузочном сопротивлении не является полезной, так как ее можно получать непосредственно от источника $E_а$ без применения лампы.

Величину $P_\sim$ можно определить по одной из обычных формул:

$$P_\sim = \frac{1}{2} I_{ma} U_{mR} = \frac{1}{2} I_{ma}^2 R_а = \frac{U_{mR}^2}{2R_а}. \qquad (7\text{-}45)$$

Коэффициент $1/2$ в этих формулах поставлен потому, что взяты амплитудные значения. При вычислении $P_\sim$ через действующие значения тока и напряжения, например, измеренные обычными измерительными приборами, коэффициент $1/2$ не нужен.

Подставляя вместо тока I_{ma} его значение из формулы (7-37), получим:

$$P_\sim = \frac{\mu^2 U_{mc}^2 R_а}{2(R_i + R_а)^2}, \qquad (7\text{-}46)$$

или если разделить числитель и знаменатель на R_i^2 и ввести коэффициент нагрузки $\alpha = \frac{R_а}{R_i}$, то можно написать:

$$P_\sim = \frac{\mu S \alpha}{2(1+\alpha)^2} U_{mc}^2. \qquad (7\text{-}47)$$

Как видно, полезная мощность растет пропорционально квадрату переменного напряжения сетки (конечно, при условии, что остальные величины в формуле постоянны), а также пропорционально произведению μS. В свое время Баркгаузен предложил это произведение считать параметром лампы, характеризующим возможность получения большей или меньшей полезной мощности, и назвал его добротностью или доброкачественностью лампы ($G = \mu S$). Но последнее время этот параметр не используется, так как он не дает достаточно правильного представления о качестве ламп различных типов.

Зависимость $P_\sim$ от величины $R_а$ и α является более сложной. Если считать, что параметры лампы неизменны и амплитуда напряжения на сетке также постоянна, то

$\dot{P}_{\sim}$ достигает максимального значения при $\dot{R}_а = \dot{R}_i$ или $\alpha = 1$, т. е. при известном условии отдачи максимальной полезной мощности генератором. Однако вследствие нелинейности ламповых характеристик при $\alpha = 1$ получаются довольно значительные нелинейные искажения усиленных колебаний. Для усиления с меньшими искажениями рекомендуется устанавливать $\alpha = 2$ или даже $3 \div 4$, хотя при увеличении α полезная мощность несколько уменьшается.

Следующим параметром усилительного каскада является его коэффициент полезного действия (к. п. д.). Принято рассматривать всегда не полный к. п. д. каскада, учитывающий также расход мощности на накал, а к. п. д. по анодной цепи, который равен отношению полезной мощности $P_{\sim}$, отдаваемой в нагрузочное сопротивление, к мощности постоянного тока $P_{=}$, питающей анодную цепь:

$$\eta = \frac{P_{\sim}}{P_{=}}. \tag{7-48}$$

Мощность $P_{=}$ определяется как произведение э. д. с. анодного источника $E_а$ на постоянную составляющую анодного тока $I_{а=}$:

$$P_{=} = E_а I_{а=}. \tag{7-49}$$

Таким образом, к. п. д. показывает, какая часть мощности, затраченной анодным источником на питание каскада, превращается в полезную мощность усиленных колебаний.

Разность между подводимой и полезной мощностями равна потерянной мощности:

$$P_{пот} = P_{=} - P_{\sim}. \tag{7-50}$$

В реостатном усилительном каскаде мощность потерь всегда велика, так как она складывается из мощности $P_а$, рассеиваемой на аноде, и мощности постоянного тока, теряемой в нагрузочном сопротивлении. Поэтому к. п. д. реостатного каскада всегда мал, но так как подобные каскады применяются обычно лишь в качестве маломощных усилителей, главным образом для усиления напряжения, то их низкий к. п. д. не имеет существенного значения. Вообще у маломощных каскадов к. п. д. обычно не превы-

шает нескольких процентов, а часто бывает даже меньше 1%.

Так как к. п. д. характеризует, насколько экономично расходуется подводимая энергия, то важно иметь его высоким при больших мощностях, когда стоимость расходуемой энергии становится значительной. Мощные усилительные каскады низкой частоты по трансформаторной схеме или каскады усиления высокой частоты с резонансным контуром в качестве нагрузочного сопротивления в режимах работы с малыми искажениями имеют к. п. д. примерно до 40—45%.

У таких каскадов к. п. д. получается более высоким, в частности, потому, что сопротивление постоянному току первичной обмотки трансформатора или катушки колебательного контура сравнительно невелико и, следовательно, потери подводимой мощности в нем незначительны. Для этих каскадов можно считать, что потерянная мощность представляет собой только одну мощность потерь на аноде:

$$P_{пот} = P_а = P_= - P_\sim. \qquad (7\text{-}51)$$

Отсюда следует, что при отсутствии переменного напряжения на сетке, когда $P_\sim = 0$, вся подводимая мощность $P_=$ равна $P_а$, т. е. рассеивается на аноде, и, конечно, $\eta = 0$. Подобный режим во многих случаях весьма опасен, так как могут произойти перегрев анода и выход лампы из строя. В некоторых специальных режимах, когда допускаются значительные искажения, но требуется получить возможно бо́льшие полезную мощность и к. п. д., последний достигает 70—80%.

Повышению к. п. д. способствует подача соответствующего отрицательного сеточного смещения. Оно уменьшает постоянную составляющую анодного тока, а следовательно, подводимую мощность $P_=$, что и приводит к повышению к. п. д. Однако при слишком большом сеточном смещении за счет снижения крутизны лампы уменьшается полезная мощность и могут возникнуть значительные нелинейные искажения, так как лампа будет работать на нижнем изгибе характеристики или даже часть периода будет заперта.

Не следует смешивать к. п. д. каскада с **коэффициентом усиления каскада по мощности** K_P, который равен отношению полезной мощности $P_\sim$ к мощ-

ности $P_с$, расходуемой источником колебаний в цепи сетки:

$$K_p = \frac{P_\sim}{P_с}. \qquad (7\text{-}52)$$

Как мы знаем, принципиальной особенностью лампового усилительного каскада является усиление мощности колебаний. Именно оно и характеризуется величиной K_p. Однако расчет мощности $P_с$, теряемой в цепи сетки, представляет значительные трудности. Поэтому обычно пользуются коэффициентом усиления каскада по напряжению K, подробно расссмотренным выше. Для многих усилителей мы вообще можем не интересоваться величиной K_p, так как заведомо известно, что она очень велика.

Например, для каскада усиления низкой частоты, работающего без сеточных токов, мощность $P_с$ теоретически равна нулю и $K_p = \infty$. В действительности же в данном случае мощность $P_с > 0$, но ничтожно мала, так как она определяется лишь весьма малым током утечки из-за несовершенной изоляции цепи сетки. Если же при этом имеется сеточное сопротивление $R_с$ (см. рис. 7-13,*б*), то мощность $P_с$ определяется в основном потерями в этом сопротивлении и может быть определена по формуле

$$P_с = \frac{U_{mc}^2}{2R_с}. \qquad (7\text{-}53)$$

Так как $R_с$ обычно велико, то мощность получается ничтожной. Если, например, $U_{mc} = 2$ *в* и $R_с = 100$ *ком*, то

$$P_с = \frac{2^2}{2 \cdot 10^5} = 2 \cdot 10^{-5} \ вт = 0{,}02 \ мвт = 20 \ мквт.$$

Благодаря очень малой мощности $P_с$ величина K_p в усилителях низкой частоты, работающих без сеточных токов, может быть очень большой и достигает многих тысяч и даже десятков тысяч (полезно для сравнения вспомнить, что к. п. д. каскада всегда меньше 1, а коэффициент усиления по напряжению K всегда меньше μ).

При работе усилителя с сеточными токами $P_с$ значительно увеличивается и K_p резко уменьшается. Сниже-

ние K_p происходит и при повышении частоты, так как на более высоких частотах потери энергии в цепи сетки возрастают. Особенно велики эти потери на сверхвысоких частотах (см. гл. 12). На дециметровых и сантиметровых волнах K_p может стать равным 1 или быть еще меньше. Тогда применение такого „усилительного" каскада становится бесполезным и даже вредным, так как вместо усиления получается ослабление мощности колебаний.

Для усилительного каскада большое значение имеет величина входного сопротивления лампы, т. е. того сопротивления, которое лампа как нагрузка оказывает источнику колебаний, включенному в цепь сетки. В зависимости от величины и характера входного сопротивления источник колебаний работает в том или ином режиме.

Входное сопротивление, вообще говоря, является сложным, и его можно считать состоящим из двух параллельно соединенных сопротивлений: активного и реактивного. Последнее представляет собой сопротивление входной емкости лампы, о которой рассказано в § 7-8. На низких частотах, когда это реактивное сопротивление очень велико, вполне допустимо его шунтирующим влиянием пренебречь и считать входное сопротивление чисто активным. А в усилителях высокой частоты в цепь сетки обычно включен резонансный колебательный контур и входная емкость просто добавляется к емкости этого контура, что учитывается при его расчете и настройке. Следовательно, и в таких каскадах необходимо рассматривать лишь влияние активного входного сопротивления $R_{вх}$.

При отсутствии тока сетки и работе на низких частотах $R_{вх} = \infty$. Этот случай является наиболее выгодным, так как источник колебаний работает в режиме холостого хода и его напряжение будет наибольшим, равным э. д. с. Если при этом в сеточной цепи имеется сопротивление утечки R_c (см. рис. 7-13,*б*), то входное сопротивление каскада, очевидно, равно величине R_c.

Наличие сеточного тока резко уменьшает входное сопротивление. Выше отмечалось, что участок сетка — катод лампы можно рассматривать как диод, и поэтому его сопротивление R_{ic} при положительном напряжении на сетке имеет величину порядка 1 *ком* или меньше. В усилительном каскаде, работающем с сеточным током, напряжение на сетке становится положительным лишь в тече-

ние некоторой, обычно небольшой, части периода (см. рис. 7-12,*в*), и в эти промежутки времени возникают импульсы сеточного тока. Таким образом, сеточный ток является пульсирующим, причем длительность импульсов тока меньше, чем промежутки между ними. Сопротивление участка сетка — катод для самих импульсов сеточного тока имеет указанную выше сравнительно малую величину R_{ic}, а в промежутках между импульсами это сопротивление равно бесконечности.

Как видно, входное сопротивление является переменной величиной и изменяется в широких пределах. Иначе говоря, оно является нелинейным. Поэтому указание какой-то одной эквивалентной величины входного сопротивления, которую можно было бы считать нагрузочной для источника колебаний, представляет собой весьма сложную и не вполне определенную задачу. Подходя к ее решению с разных точек зрения, мы получим разные результаты. Во всяком случае входное сопротивление лампы следует рассматривать как некоторую среднюю величину между бесконечностью и $R_{ic} \approx 1$ *ком*. Чем меньше положительное напряжение на сетке и длительность импульсов сеточного тока по сравнению с промежутками между ними, тем больше $R_{вх}$, т. е. тем ближе оно к бесконечности. И наоборот, чем больше положительное напряжение сетки и длительнее импульсы сеточного тока, тем меньше становится $R_{вх}$, приближаясь к R_{ic}.

Поскольку источник колебаний дает синусоидальную э. д. с., то в большинстве случаев за величину $R_{вх}$ принимают сопротивление участка сетка — катод лампы для синусоидальной составляющей пульсирующего сеточного тока, имеющей частоту, равную частоте э. д. с. источника колебаний:

$$R_{вх} = \frac{U_{mc1}}{I_{mc1}}, \quad (7\text{-}54)$$

где U_{mc1} и I_{mc1} — соответственно амплитуды первых гармоник сеточного напряжения и сеточного тока.

Довольно часто $R_{вх}$ определяют, исходя из величины мощности P_c, расходуемой в цепи сетки:

$$P_c = \frac{U_{mc}^2}{2R_{вх}}. \quad (7\text{-}55)$$

Тогда получаем:

$$R_{вх} = \frac{U_{mc}^2}{2P_c} \tag{7-56}$$

и, следовательно, с увеличением P_c пропорционально уменьшается $R_{вх}$.

Возможны и другие способы расчета $R_{вх}$. Вследствие отсутствия единого подхода к определению величины входного сопротивления при указании его значения следует оговаривать, что понимается под ним в данном конкретном случае.

На сверхвысоких частотах $R_{вх}$ у ламп резко уменьшается и определяется особым образом, о чем рассказано в гл. 12.

7-7. ГРАФИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РАБОТЫ ЛАМПЫ В УСИЛИТЕЛЬНОМ КАСКАДЕ

Рассмотренные выше расчеты по формулам величин, характеризующих усилительный каскад, во многих случаях не дают достаточной точности, так как в основе их лежит весьма приближенное допущение о постоянстве параметров лампы при изменении напряжений на ее электродах. Иначе говоря, эти формулы предполагают, что характеристики лампы линейны. Приводимые в справочниках параметры лампы всегда относятся к некоторому определенному типовому режиму, указанному там же. Если по этим параметрам рассчитать работу усилительного каскада в каком-то ином режиме, то результаты могут сильно отличаться от действительности. Недостаток расчета по приведенным выше формулам заключается также в том, что они не позволяют рассчитать постоянную составляющую анодного тока. Следовательно, нельзя найти подводимую мощность и к. п. д. каскада. Отсутствие в формулах учета нелинейности ламповых характеристик не дает также возможности определить нелинейные искажения при усилении. Конечно, путем значительного усложнения формул расчет может быть уточнен и расширен, но такой путь неудобен и не получил большого распространения.

Значительно более полные и точные результаты получаются при графическом расчете работы усилительного каскада с помощью динамических характеристик, что дает возможность учесть нелинейные свойства лампы. Такой расчет осуществляется с применением приведенных выше

формул, и поэтому его можно назвать графоаналитическим. Но все же в основе его лежит определение постоянной и переменной составляющих анодного тока лампы графическим путем.

Графический расчет можно сделать либо по сеточным характеристикам, либо по анодным. Сеточные характеристики дают бо́льшую наглядность, но несколько меньшую точность. Расчет по анодным характеристикам, наоборот, является более точным и поэтому применяется чаще.

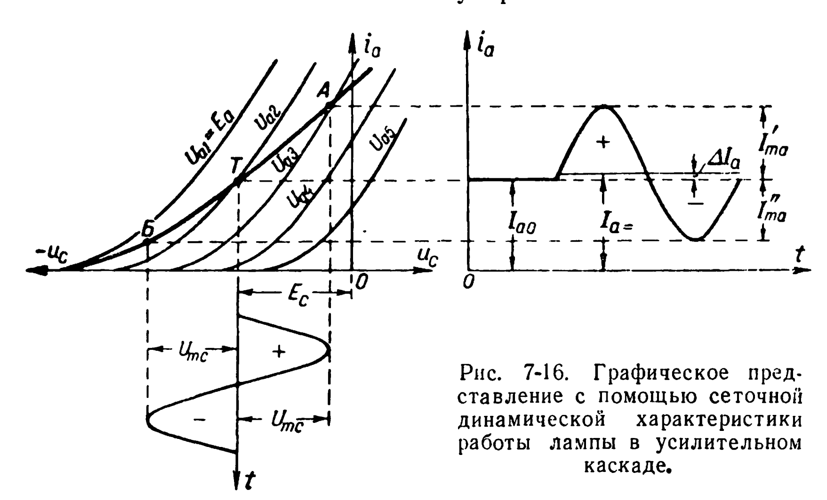


Рис. 7-16. Графическое представление с помощью сеточной динамической характеристики работы лампы в усилительном каскаде.

Рассмотрим расчет обычного реостатного усилительного каскада сначала по сеточным характеристикам. Пусть имеется семейство таких характеристик (рис. 7-16), а также известны напряжение анодного источника $E_а$ и сопротивление нагрузки $R_а$. Последнее может быть выбрано по тем рекомендациям, которые приводились выше (см. § 7-4). По заданным величинам $E_а$ и $R_а$ строим известным способом динамическую характеристику, показанную на рис. 7-16 жирной линией.

Для дальнейшего построения надо знать сеточное смещение $E_с$ и амплитуду переменного напряжения на сетке $U_{mс}$. Эти величины могут быть заданы или выбраны на основании тех или иных соображений. В частности, если необходимо обеспечить усиление с малыми искажениями, то $E_с$ и $U_{mс}$ должны быть такими, чтобы лампа работала

в пределах линейного участка сеточной динамической характеристики и без сеточного тока.

Следовательно, для такого случая надо взять линейный участок этой характеристики, расположенный слева от оси тока. Его проекция на ось сеточного напряжения будет определять двойную величину максимально допустимой для работы без искажений амплитуды переменного сеточного напряжения, а сеточное смещение в данном случае должно быть равно этой амплитуде.

На рис. 7-16 для примера показаны построения, соответствующие более общему случаю усиления с некоторыми искажениями за счет использования части нижнего нелинейного участка характеристики. Величина смещения E_c определяет рабочую точку T характеристики. Ее можно определить как точку, соответствующую постоянному, сеточному напряжению или, что все равно, нулю переменного напряжения сетки. Рабочая точка определяет анодный ток покоя I_{a0}, протекающий в режиме покоя, т. е. при отсутствии переменного напряжения на сетке. Справа от характеристики изображены оси координат для построения графика изменения анодного тока во времени. Здесь показан ток I_{a0}.

График переменного напряжения сетки изображен под характеристикой. Ось времени этого графика должна быть перпендикулярной оси напряжения и поэтому направлена вниз. Обычно показывают эту ось как нулевую линию для переменного напряжения, но можно было бы расположить ее против начала координат O, чтобы она являлась нулевой линией для всего пульсирующего сеточного напряжения. Амплитуды переменного напряжения сетки соответствуют точкам A и $Б$ на характеристике.

Участок $AБ$ называют рабочим участком, так как в его пределах происходят изменения напряжений и тока. Точки A и $Б$ определяют соответственно максимальное и минимальное значения пульсирующего анодного тока $i_{а.макс}$ и $i_{а.мин}$, а проекции отрезков TA и $TБ$ на вертикальную ось определяют амплитуды полуволн переменной составляющей анодного тока. График этого тока построен справа.

Если рабочий участок линейный, то усиление происходит без искажений и переменная составляющая анодного

тока является чисто синусоидальной. Амплитуды ее полуволн одинаковы:

$$I'_{ma} = I''_{ma} = I_{ma}, \qquad (7\text{-}57)$$

а постоянная составляющая анодного тока $I_{a=}$ равна начальному анодному току:

$$I_{a0} = I_{a=}. \qquad (7\text{-}58)$$

В более общем случае, когда рабочий участок нелинейный, как показано на рис. 7-16, изменения анодного тока становятся несинусоидальными, т. е. возникают нелинейные искажения. Положительная полуволна усиливается на участке с большей крутизной, и поэтому в анодном токе у нее амплитуда больше, чем у отрицательной полуволны:

$$I'_{ma} > I''_{ma}. \qquad (7\text{-}59)$$

Полезной частью переменной составляющей анодного тока является только ее первая гармоника, которая представляет собой синусоидальное колебание с частотой переменного сеточного напряжения. Амплитуда первой гармоники I_{ma} равна среднему арифметическому амплитуд обеих полуволн:

$$I_{ma} = \frac{I'_{ma} + I''_{ma}}{2}, \qquad (7\text{-}60)$$

или

$$I_{ma} = \frac{i_{a.макс} - i_{a.мин}}{2}. \qquad (7\text{-}61)$$

Кроме первой гармоники, в анодном токе содержатся еще и высшие гармоники, которые определяют степень нелинейных искажений, так как они внесены в процессе усиления за счет нелинейности лампы. Наибольшую амплитуду имеет вторая гармоника. Приближенно ее можно найти по формуле

$$I_{ma2} \approx \frac{I'_{ma} - I''_{ma}}{4}, \qquad (7\text{-}62)$$

или

$$I_{ma2} \approx \frac{i_{a.макс} + i_{a.мин} - 2I_{a0}}{4}. \qquad (7\text{-}63)$$

Для оценки нелинейных искажений принято пользоваться коэффициентом гармоник $k_г$ (иначе его называют коэффициентом нелинейных искажений), который представляет собой отношение суммарного действующего значения всех высших гармоник, внесенных при усилении, к действующему значению первой гармоники. Пренебрегая влиянием третьей и высших гармоник, можно определять $k_г$ только по второй гармонике как

$$k_г = \frac{I_{ma2}}{I_{ma}}. \qquad (7\text{-}64)$$

Вследствие того что положительная полуволна больше отрицательной, постоянная составляющая анодного тока $I_{а=}$ становится больше начального анодного тока $I_{а0}$. Разность этих токов, т. е. приращение постоянного анодного тока $\Delta I_а$, численно равна амплитуде второй гармоники и может быть определена по формуле

$$\Delta I_а = I_{а=} - I_{а0} \approx \frac{I'_{ma} - I''_{ma}}{4} \qquad (7\text{-}65)$$

или по формуле (7-63).

Отсюда следует, что

$$I_{а=} = I_{а0} + \Delta I_а = \frac{i_{а.макс} + i_{а.мин} + 2I_{а0}}{4}. \qquad (7\text{-}66)$$

Такое изменение постоянного анодного тока при переходе от режима покоя к режиму усиления можно использовать для определения нелинейных искажений опытным путем. Когда миллиамперметр, измеряющий постоянную составляющую анодного тока, дает одно и то же показание при отсутствии и наличии переменного напряжения на сетке, то работа происходит на линейном рабочем участке и нелинейные искажения отсутствуют. А если при подаче переменного напряжения на сетку показание миллиамперметра возрастает, то налицо нелинейные искажения, причем приращение тока равно амплитуде второй гармоники.

Формулы (7-60) — (7-66) для приближенного расчета составляющих анодного тока выведены в предположении, что рабочий участок является параболическим, т. е. что зависимость анодного тока от сеточного напряжения является уравнением второй степени. В действительности эта зависимость является более сложной, но для многих практических случаев приведенный выше приближенный расчет дает небольшую погрешность.

После того как найдены значения токов I_{ma} и $I_{a=}$, не составляет труда рассчитать по формулам (7-30), (7-35), (7-45), (7-49) и (7-48) величины усиленного напряжения U_{mR}, коэффициента усиления каскада K, полезной мощности $P_{\sim}$, подводимой мощности $P_{=}$ и к. п. д. η. Они будут определены гораздо точнее, нежели при расчете с помощью статических параметров.

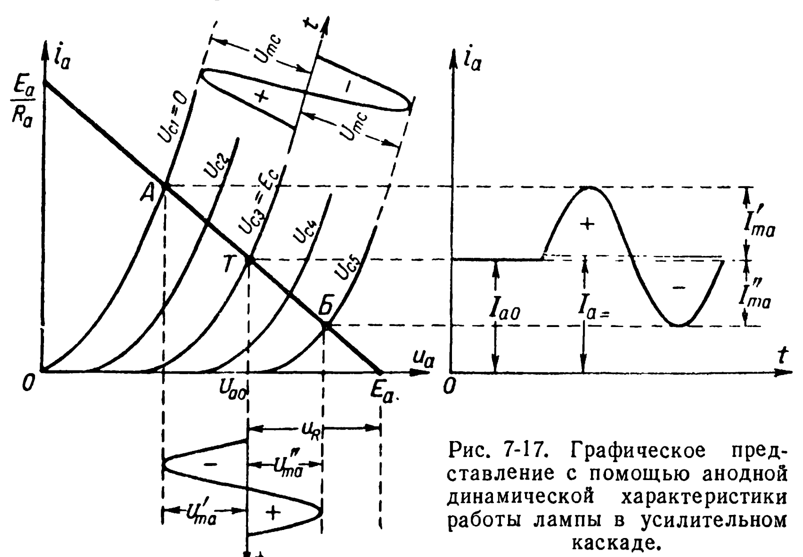


Рис. 7-17. Графическое представление с помощью анодной динамической характеристики работы лампы в усилительном каскаде.

Следует обратить внимание на то, что точки A, T и $Б$ рабочего участка лежат на статических характеристиках, соответствующих некоторым анодным напряжениям $u_{а.мин}$, $U_{а0}$ и $u_{а.макс}$.

Если определить эти напряжения, то по ним можно непосредственно рассчитать, так же как и для тока, амплитуды первой и второй гармоник усиленного напряжения. Однако такой расчет неудобен и менее точен, поскольку на графике нет линейного масштаба анодного напряжения и у действительных сеточных характеристик сдвиг не строго пропорционален анодному напряжению. Поэтому удобнее вести расчеты для тока, а затем находить напряжение по закону Ома.

На рис. 7-17 приведены графические построения, аналогичные рис. 7-16, но сделанные с помощью анодных характеристик. Они являются более точными, так как анодная

динамическая характеристика, будучи прямой линией, может быть построена точнее, нежели криволинейная сеточная динамическая характеристика. Кроме того, удобно, что в системе координат $i_а$, $u_а$ имеется линейный масштаб анодного напряжения, и поэтому можно построить график колебаний усиленного напряжения в анодной цепи.

Анодная динамическая характеристика построена по известным величинам $E_а$ и $R_а$. Точка *Т* на ней, соответствующая сеточному смещению $E_с$, является рабочей точкой. Построение на рис. 7-17 показано для частного случая, когда $U_{mс}=E_с$. В данной системе координат нет оси с линейным масштабом сеточного напряжения, и поэтому ось времени для переменного напряжения сетки изображена в виде продолжения статической характеристики для $u_с=E_с$. Амплитуды положительной и отрицательной полуволн сеточного напряжения соответствуют некоторым максимальному и минимальному сеточным напряжениям (в данном случае $U_{с1}=0$ и $U_{с5}$), которые в свою очередь определяют конечные точки рабочего участка *А* и *Б*. Поскольку линейного масштаба для напряжения сетки нет, его колебание может оказаться изображенным в искаженном виде, т. е. геометрически амплитуды полуволн переменного сеточного напряжения могут быть неодинаковыми, хотя в действительности это напряжение изменяется по синусоидальному закону.

Справа от семейства характеристик построен, как и на рис. 7-16, график изменений анодного тока. Определение величин $I_{mа}$, $I_{mа2}$ и $I_{а=}$ делается с помощью формул (7-60)—(7-66) точно так же, как и при построении по сеточной характеристике. Хотя сама анодная динамическая характеристика является прямой линией, нелинейность лампы сказывается в том, что нижняя часть *ТБ* рабочего участка может попасть в область нижних изгибов статических характеристик, и это вызывает уменьшение амплитуды отрицательной полуволны анодного тока.

Под семейством характеристик изображен график изменений анодного напряжения, полученный путем проектирования отрезков *ТА* и *ТБ* на горизонтальную ось. На этом графике ось времени расположена вертикально против рабочей точки, т. е. она соответствует анодному напряжению $U_{а0}$ в режиме покоя.

График переменного анодного напряжения наглядно

показывает сдвиг фаз на 180° между этим напряжением и переменным напряжением на сетке. Положительной полуволне сеточного напряжения соответствует отрицательная полуволна анодного напряжения, и наоборот. Очевидно, что график анодного напряжения вместе с тем показывает и изменение напряжения на нагрузочном сопротивлении u_R, если отсчитывать его от вертикальной линии, соответствующей $u_а = E_а$. Как мы знаем, $u_а$ и u_R изменяются в противофазе.

Амплитуды полуволн переменного анодного напряжения U'_{ma} и U''_{ma}, так же как и у тока, получаются неодинаковыми за счет нелинейности лампы. Поэтому по таким же формулам, как и для тока, могут быть определены первая и вторая гармоники и постоянная составляющая анодного напряжения. Однако если определены гармоники тока, то проще умножить их на $R_а$, чтобы получить гармоники напряжения на аноде.

По найденным значениям токов легко вычисляются и все остальные величины, характеризующие усилительный каскад (коэффициент усиления, мощности, к. п. д.). Для этого применяются прежние формулы.

Часто бывает необходимо подобрать такой режим работы усилительного каскада, который обеспечивает получение желательных результатов, например малых нелинейных искажений или наибольшей полезной мощности. Для решения этой задачи вращают линейку вокруг точки на оси анодных напряжений, соответствующей $u_а = E_а$ (рис. 7-18), и одновременно подбирают размеры рабочего участка *АБ*, а следовательно, и положение рабочей точки *Т*. Наибольшая полезная мощность получается при максимальном значении произведения проекций рабочего участка *АБ* на оси координат. Малые нелинейные искажения будут тогда, когда отрезки *ТА* и *ТБ* близки по величине.

Точки *А*, *Т* и *Б* определяют смещение $E_с$ и амплитуду переменного напряжения на сетке $U_{mс}$. Сопротивление нагрузки при выбранном положении линейки находят путем деления $E_а$ на величину тока, соответствующую точке пересечения динамической характеристики с осью тока.

Принципы графических построений, рассмотренные для частного случая усиления со сравнительно небольшими искажениями, остаются в силе и при любых других режи-

мах, с иным положением рабочей точки и другим значением U_{mc}. Некоторые изменения в этих построениях характерны лишь для усилительных каскадов высокой частоты с резонансным контуром в качестве нагрузочного сопротивления (см. рис. 7-15) или для трансформаторного включения нагрузки (см. рис. 7-14,*a*). Для подобных каскадов несколько иначе строится динамическая характеристика.

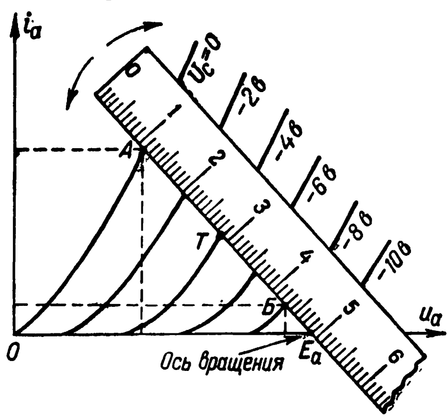


Рис. 7-18. Нахождение с помощью линейки наивыгоднейшей анодной динамической характеристики.

Это объясняется тем, что резонансный контур или нагруженный трансформатор имеют совершенно различные сопротивления для постоянной и переменной составляющих анодного тока. Катушка контура или первичная обмотка трансформатора для постоянного тока представляет собой сравнительно малое сопротивление. Следовательно, можно пренебречь потерей части постоянного питающего напряжения на этом сопротивлении и считать приближенно, что постоянное анодное напряжение U_{a0} равно напряжению анодного источника:

$$U_{a0} \approx E_a. \qquad (7\text{-}67)$$

Но для переменной составляющей анодного тока сопротивление резонансного контура велико и определяется формулой (7-41). Оно бывает порядка многих тысяч и десятков тысяч ом. Так же значительным может быть определяемое формулой (7-39) сопротивление переменному току со стороны первичной обмотки нагруженного трансфор-

матора. Эти сопротивления могут быть порядка одного или нескольких R_i. Следовательно, по постоянному анодному току лампа работает в статическом режиме, а по переменному току — в динамическом. Основное уравнение динамического режима (7-1) теперь надо записать иначе:

$$u_а = E_а - \Delta i_а R_а. \qquad (7\text{-}68)$$

Как видно, вместо тока $i_а$ следует учитывать только приращение тока $\Delta i_а$, т. е. переменную составляющую тока, поскольку большое нагрузочное сопротивление $R_а$ имеется в анодной цепи лишь для нее. Разумеется, что под $\Delta i_а$ здесь следует понимать изменение тока с достаточно большой частотой, например с резонансной часто-

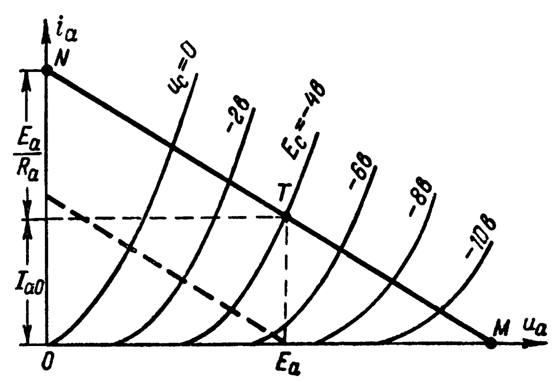


Рис. 7-19. Анодная динамическая характеристика лампы, работающей в трансформаторном или резонансном усилительном каскаде.

той контура, так как только на этой частоте контур обладает большим и чисто активным сопротивлением $R_а$.

Для построения анодной динамической характеристики по уравнению (7-68) положим $\Delta i_а = 0$, и тогда $u_а = E_а$. Этому случаю соответствует рабочая точка T (рис. 7-19), определяющая режим покоя. Чтобы нанести ее на график, надо, кроме $E_а$, знать еще и сеточное смещение $E_с$. Точка T, как обычно, определяет ток покоя $I_{а0}$. Вторую точку динамической характеристики получим, положив $u_а = 0$. Тогда $\Delta i_а = \frac{E_а}{R_а}$ и на оси ординат получается точ-

ка N, которая нужна лишь для построения. Она, как и другие точки около нее, не соответствует какому-либо реальному режиму, так как при $u_а=0$ в лампе не может быть наибольший анодный ток. Через точки T и N проводим прямую, которая и является динамической характеристикой. Для сравнения на рис. 7-19 показана штриховой линией динамическая характеристика для реостатного каскада с таким же сопротивлением $R_а$, т. е. характеристика для случая, когда $R_а$ имеет одинаковую величину для постоянного и переменного токов. Она сдвинута вниз на величину тока покоя $I_{а0}$.

По сравнению с динамической характеристикой реостатного каскада особенности динамической характеристики трансформаторного или резонансного каскада сводятся к следующему. Рабочей точке соответствует напряжение $E_а$, а не $U_{а0}=E_а-I_{а0}R_а$. Для построения в случае реостатного каскада на оси тока от начала координат откладывался отрезок $\frac{E_а}{R_а}$, а в данном случае отрезок, равный $\frac{E_а}{R_а}$, откладывается от уровня тока $I_{а0}$, т. е. характеристика проходит выше. Интересно, что при подаче на сетку отрицательной полуволны переменного напряжения анодный ток уменьшается ($\Delta i_а<0$ и $i_а<I_{а0}$) и при этом напряжение на аноде становится больше $E_а$. Весь участок TM динамической характеристики соответствует анодным напряжениям, превышающим напряжение источника.

Эта особенность, вызывающая на первый взгляд удивление, объясняется наличием в анодной цепи накопителей энергии — индуктивности первичной обмотки трансформатора или индуктивности и емкости колебательного контура. Действительно, если $\Delta i_а>0$, то ток возрастает и происходит накопление энергии в магнитном поле катушки. Приращение тока имеет такой же знак, как и сам ток, падение напряжения на $R_а$ вычитается из $E_а$, и напряжение на аноде понижается. В данном случае возникающая в катушке контура или обмотке трансформатора э. д. с. самоиндукции направлена навстречу току и стремится противодействовать его нарастанию. Следовательно, она направлена навстречу э. д. с. источника $E_а$ и в результате напряжение на аноде становится меньше $E_а$.

При уменьшении тока происходит обратное явление. Электродвижущая сила самоиндукции меняет свой знак и стремится поддерживать ток. Она складывается с э. д. с. источника $E_а$, и напряжение на аноде возрастает. Иначе говоря, падение напряжения на $R_а$ меняет знак и теперь уже не вычитается из $E_а$, а складывается с ним. Это же следует из уравнения (7-68). Когда $\Delta i_а < 0$, величина $\Delta i_а R_а$ прибавляется к $E_а$. В частности, при $\Delta i_а = -I_{а0}$ получается некоторое максимальное анодное напряжение $u_{а.макс} = E_а + I_{а0} R_а$, соответствующее точке M.

Таким образом, в трансформаторном или резонансном усилительном каскаде мгновенное напряжение на аноде может быть значительно выше, чем $E_а$. В остальном графические построения и вычисления для процесса усиления колебаний делаются прежним порядком по рис. 7-17 и приведенным выше формулам. Поэтому мы их здесь не повторяем.

На основании уравнения (7-68) можно построить по точкам сеточную динамическую характеристику. Для этого надо подставлять в данное уравнение значения анодных напряжений, соответствующие имеющимся статическим характеристикам, и вычислять величины $\Delta i_а$, которые с учетом их знака надо будет прибавлять к току покоя $I_{а0}$. При $u_а < E_а$ значения $\Delta i_а$ будут положительными, а для $u_а > E_а$ они получатся отрицательными. Рабочая точка будет соответствовать $u_а = E_а$, смещению $E_с$ и току $I_{а0}$. Характеристика также будет сдвинута вверх на величину $I_{а0}$ по отношению к динамической характеристике для реостатного каскада при таком же $R_а$.

7-8. МЕЖДУЭЛЕКТРОДНЫЕ ЕМКОСТИ ТРИОДА

Существенное и, как правило, вредное влияние на работу триода оказывают междуэлектродные емкости. Эти емкости зависят прежде всего от конструкции лампы. Кроме того, различают емкости у лампы, не включенной в схему, называемые «холодными» емкостями, и емкости у работающей лампы, называемые «горячими». Величины емкостей зависят также от режима, в котором работает лампа. В частности, в динамическом режиме емкости имеют иные значения, нежели в статическом.

Если емкость измеряется на переменном токе, то при разных частотах измеренное значение той или иной междуэлектродной емкости получается различным. Это объясняется главным образом влиянием индуктивностей выводов от электродов. Действительно, в данном случае измеряется сопротивление между выводами той или иной пары электродов. Реактивная составляющая этого сопротивления равна $x = x_L - x_C$, где x_L — сопротивление индуктивности выводов и x_C — сопротивление междуэлектродной емкости. На низких частотах x_C весьма велико, а x_L совершенно ничтожно, так как индуктивность выводов очень мала. Поэтому на низких частотах можно считать, что $x = x_C$. Но на высоких частотах x_L возрастает, x_C уменьшается и x_L может составлять заметную величину по сравнению с x_C. Измеренное значение x будет заметно меньше x_C, и определенная из такого измерения емкость окажется больше истинной. Принято называть такую величину емкости, которая учитывает влияние индуктивности, действующей или эквивалентной емкостью. Все междуэлектродные емкости, как правило, влияют тем сильнее, чем выше частота.

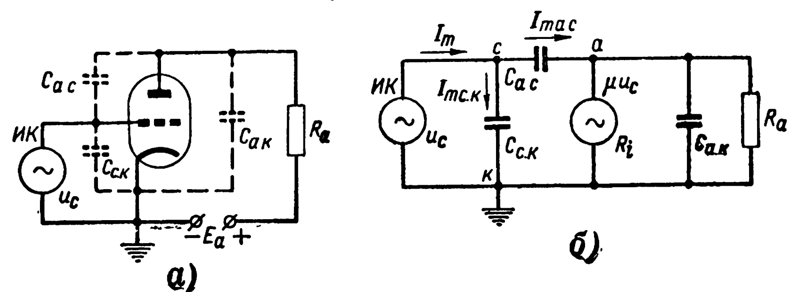


Рис. 7-20. Междуэлектродные емкости триода (*а*) и полная эквивалентная схема усилительного каскада с учетом всех емкостей (*б*).

Триод имеет три междуэлектродные емкости, которые на схемах иногда показывают символами конденсаторов, но штриховыми линиями (рис. 7-20, *а*). Емкость сетка — катод $C_{с.к}$ называют входной ($C_{вх}$), емкость анод — катод $C_{а.к}$ — выходной ($C_{вых}$) и емкость анод — сетка $C_{а.с}$ — проходной ($C_{пр}$). Эти емкости сравнительно невелики, и у ламп малой и средней мощности они обычно имеют порядок от единиц до 10—20 *пф*.

Лишь у мощных ламп междуэлектродные емкости доходят до нескольких десятков пикофарад. Значения этих емкостей, приводимые в справочниках, конечно, включают в себя не только емкости между самими электродами, но и емкости между выводами от электродов.

Рассмотрим вредное влияние на работу усилительного каскада каждой из междуэлектродных емкостей.

При достаточном сеточном смещении, казалось бы, не должно быть сеточного тока. Однако за счет наличия входной емкости $C_{с.к}$ в цепи сетки будет существовать некоторый емкостный ток. Иначе говоря, входная емкость $C_{с.к}$ нагружает источник колебаний *ИК*, и тем сильнее, чем выше частота. Емкостный ток, проходящий от источника *ИК* через емкость $C_{с.к}$ создает падение напряжения на внутреннем сопротивлении этого источника. В результате уменьшается полезное переменное напряжение на зажимах *ИК*, т. е. на сетке лампы. Но уменьшение переменного напряжения на сетке приведет к соответствующему уменьшению переменного анодного тока и усиленного переменного напряжения в анодной цепи, а следовательно, и полезной мощности, отдаваемой каскадом в нагрузочное сопротивление. Чем выше частота, тем меньше сопротивление входной емкости, тем больше емкостный сеточный ток и потеря напряжения на внутреннем сопротивлении источника колебаний.

Это нежелательное явление практически незаметно на низких частотах, но на высоких частотах оно может значительно ухудшить полезный эффект работы усилительного каскада. Очевидно, что с влиянием $C_{с.к}$ можно не считаться только для таких частот, для которых сопротивление $\frac{1}{\omega C_{с.к}}$ во много раз больше внутреннего сопротивления источника колебаний $R_{И.К}$. Отсюда следует, что чем выше сопротивление $R_{И.К}$, тем сильнее и на более низких частотах сказывается влияние входной емкости.

Пусть, например, $R_{И.К} = 100$ *ком* и $C_{с.к} = 10$ *пф*. Тогда на частоте 500 *гц* сопротивление $\frac{1}{\omega C_{с.к}} \approx 32$ *Мом* и ясно, что такое большое сопротивление равносильно разрыву цепи. Но если повысить частоту до 50 *Мгц*, т. е. в 10^5 раз, то сопротивление входной емкости во столько же раз уменьшится и станет равным 320 *ом*. Оно будет сильно нагружать источник колебаний, и напряжение источника понизится.

Вредное действие выходной емкости состоит в том, что она шунтирует нагрузочное сопротивление усилительного каскада. Особенно ясно это видно из рассмотрения эквивалентной схемы усилительного каскада для переменного тока, изображенной на рис. 7-20, *б*. Эта эквивалентная схема является наиболее полной, учитывающей все междуэлектродные емкости. Кроме того, она составлена для сеточной и анодной цепей каскада, а не только для одной анодной цепи, как это мы делали ранее. В данной схеме лампа, как обычно, заменена эквивалентным генератором с э. д. с. μU_{mc} и внутренним сопротивлением R_i, причем предполагается, что работа происходит без сеточного тока.

Вследствие наличия выходной емкости $C_{а.к}$ лампа работает фактически на некоторое нагрузочное сопротивление $z_а$, состоящее из параллельно соединенных $R_а$ и $C_{а.к}$. На низких частотах сопротивление $\frac{1}{\omega C_{а.к}}$ во много раз больше $R_а$, и поэтому практически емкость не влияет. За нагрузочное сопротивление на этих частотах можно принимать только $R_а$. Но на высоких частотах сопротивление $\frac{1}{\omega C_{а.к}}$ может стать одного порядка с величиной $R_а$ или даже меньше последнего. В этом случае общее сопротивление нагрузки $z_а$ будет значительно меньше $R_а$, и это приведет к понижению коэффициента усиления каскада. Чем больше величина $R_а$, тем сильнее и на более низких частотах сказывается шунтирующее влияние выходной емкости лампы.

Следует также отметить, что на более высоких частотах емкость $C_{а.к}$ вызывает также некоторый дополнительный фазовый сдвиг выходного напряжения, так как сопротивление нагрузки уже не является чисто активным, а имеет емкостный характер. С повышением частоты этот сдвиг фаз увеличивается. При усилении звуковых сигналов такое изменение фазы усиленного напряжения не имеет значения, но для усиления телевизионных сигналов и в ряде других случаев оно может оказаться недопустимым.

В каскадах, имеющих в качестве анодного нагрузочного сопротивления колебательный контур (в усилителях высокой частоты и генераторах), емкость $C_{а.к}$ входит

в состав этого контура и просто добавляется к его емкости. В таких случаях она не оказывает вредного влияния. Нужно только при расчете и устройстве контура учесть наличие емкости $C_{а.к}$ и применить в контуре конденсатор с емкостью, меньшей расчетной на величину $C_{а.к}$. Практически контур обычно все равно подстраивается на нужную частоту. Однако на весьма высоких частотах может оказаться, что расчетная емкость контура должна быть меньше, чем сама емкость $C_{а.к}$. Тогда, очевидно, осуществить такой контур уже невозможно, т. е. из-за наличия выходной емкости лампа оказывается непригодной для работы на данной частоте совместно с колебательным контуром. Точно так же при наличии резонансного контура в цепи сетки лампы необходимо учитывать, что ее входная емкость входит в состав этого контура.

В современной радиоэлектронной аппаратуре часто приходится осуществлять усиление телевизионных и различных других импульсных сигналов. Такие сигналы, будучи весьма сложными, содержат большое количество гармонических составляющих, т. е. имеют очень широкий частотный спектр. Поэтому для их усиления необходимо применять усилители без резонансных контуров. Вследствие влияния входной и выходной емкостей в таких усилителях с повышением частоты усиление уменьшается (если не принять специальных мер для увеличения усиления на некоторых высших частотах).

Чтобы характеризовать возможность применения ламп для усиления в широком диапазоне частот, служит специальный параметр, называемый коэффициентом широкополосности (γ)*. Он представляет собой отношение крутизны лампы S к сумме ее входной и выходной емкостей:

$$\gamma = \frac{S}{C_{вх} + C_{вых}}. \qquad (7\text{-}69)$$

Таким образом, чем больше крутизна и меньше емкости $C_{вх}$ и $C_{вых}$, тем в более широком диапазоне частот можно осуществить с помощью данной лампы удовлетворительное усиление. У лучших современных ламп γ дохо-

* Некоторые авторы называют этот коэффициент добротностью лампы и обозначают его через D, что неудачно, так как в прошлом этим термином называли произведение коэффициента усиления на крутизну, а буквой D принято обозначать проницаемость.

дит до 1—3 $\frac{ма}{в \cdot пф}$ Для повышения коэффициента γ особенно важно увеличение крутизны, так как значительное уменьшение емкостей практически невозможно.

Наиболее вредное влияние оказывает проходная емкость $C_{а.с}$. Можно указать три нежелательных явления, возникающих за счет этой емкости.

Прежде всего она, так же как и входная емкость, нагружает источник колебаний, причем оказывается, что ее влияние эквивалентно действию некоторой значительно большей емкости. Рассмотрим более подробно, на какую емкость нагружен источник колебаний *ИК*. Из схемы по рис. 7-20,*б* следует, что амплитуда общего емкостного тока I_m, нагружающего этот источник, равна сумме амплитуд емкостных токов $I_{mс.к}$ и $I_{mа.с}$, протекающих соответственно через емкости $C_{с.к}$ и $C_{а.с}$:

$$I_m \approx I_{mс.к} + I_{mа.с}. \tag{7-70}$$

Знак приближенного равенства мы ставим потому, что ток $I_{mа.с}$ не является чисто емкостным из-за наличия включенных совместно с $C_{а.с}$ активных сопротивлений $R_а$ и R_i. Строго говоря, токи $I_{mс.к}$ и $I_{mа.с}$ несколько отличаются по фазе и надо было бы складывать их геометрически, а не арифметически. Однако допускаемая ошибка невелика.

Выразим каждый из токов по закону Ома:

$$I_{mс.к} = U_{mс}\,\omega C_{с.к} \quad \text{и} \quad I_{mа.с} = U_{mа.с}\,\omega C_{а.с}, \tag{7-71}$$

где $U_{mа.с}$ — амплитуда переменного напряжения между анодом и сеткой.

Так как при работе лампы в динамическом режиме с чисто активным нагрузочным сопротивлением переменные напряжения на сетке и аноде $U_{mс}$ и $U_{mа}$ сдвинуты по фазе на 180°, то $U_{mа.с}$ равно сумме этих напряжений:

$$U_{mа.с} = U_{mс} - (-U_{mа}) = U_{mс} + U_{mа}. \tag{7-72}$$

Вынесем в этом выражении за скобку $U_{mс}$. Тогда получим:

$$U_{mа.с} = U_{mс}\left(1 + \frac{U_{mа}}{U_{mс}}\right).$$

Но отношение $\frac{U_{ma}}{U_{mc}}$ есть коэффициент усиления каскада K. Поэтому можно написать:

$$U_{ma.c} = U_{mc}(1 + K). \qquad (7\text{-}73)$$

Отсюда следует:

$$I_m = U_{mc}\omega C_{с.к} + U_{mc}\,\omega C_{а.с}(1 + K) =$$
$$= U_{mc}\omega\,[C_{с.к} + C_{а.с}(1 + K)]. \qquad (7\text{-}74)$$

Выражение, стоящее в квадратных скобках, представляет собой величину некоторой емкости, на которую нагружен источник колебаний. Ее называют **входной емкостью триода в динамическом режиме** ($C_{вх.дин}$) или **входной емкостью усилительного каскада с триодом**:

$$C_{вх.дин} = C_{с.к} + C_{а.с}(1 + K). \qquad (7\text{-}75)$$

Как видно, в нее входят емкость сетка—катод и емкость анод—сетка, умноженная на $(1 + K)$, т. е. действие емкости $C_{а.с}$ в динамическом режиме работы лампы увеличивается в $(1 + K)$ раз. Это объясняется тем, что в динамическом режиме на аноде лампы получается усиленное в K раз переменное напряжение и к емкости $C_{а.с}$ приложено напряжение, в $(1 + K)$ раз большее, чем U_{mc}. Ток через эту емкость получается соответственно в $(1+K)$ раз бóльшим, чем в случае, если бы на емкости $C_{а.с}$ действовало напряжение U_{mc}. Но увеличение тока, нагружающего источник, дающий напряжение U_{mc}, равносильно соответствующему увеличению емкости. Следовательно, проходная емкость лампы в динамическом режиме создает для источника колебаний нагрузку током, в $(1+K)$ раз бóльшим, чем в статическом режиме, т. е. действие этой емкости эквивалентно работе источника на емкость $C_{а.с}(1+K)$.

В статическом режиме $K = 0$ и входная емкость усилительного каскада просто равна сумме емкостей $C_{с.к}$ и $C_{а.с}$:

$$C_{вх.ст} = C_{с.к} + C_{а.с}, \qquad (7\text{-}76)$$

так как эти емкости соединены параллельно, что хорошо видно из эквивалентной схемы для статического режима на рис. 7-21. Таким образом, в динамическом режиме входная емкость усилительного каскада получается значительно большей, чем в статическом режиме.

Например, если лампа имеет $C_{с.к}=5$ *пф*, $C_{а с}=3$ *пф*, а $K=40$, то в статическом режиме $C_{вх.ст}=5+3=8$ *пф*, а в динамическом режиме $C_{вх.дин}=5+3(1+40)=5+$ $+123=128$ *пф*, т. е. получается увеличение емкости в 16 раз.

Второе вредное явление, возникающее из-за наличия емкости $C_{а.с}$, заключается в том, что через нее от источника колебаний *ИК* непосредственно проходит переменный ток в анодную цепь независимо от того, работает ли лампа или нет. Именно поэтому емкость $C_{а с}$ назвали проходной.

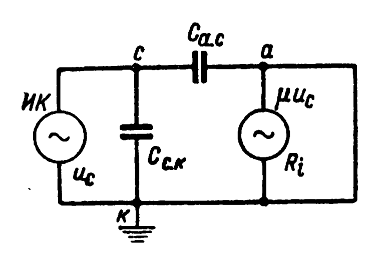


Рис. 7-21. Эквивалентная схема для статического режима работы лампы.

В некоторых практических схемах бывает так, что источник колебаний работает непрерывно, а лампа усилительного каскада запирается на определенные промежутки времени, в течение которых в анодном нагрузочном сопротивлении должен отсутствовать переменный ток. Однако через емкость $C_{а.с}$ и при запертой, т. е. неработающей, лампе ток от *ИК* будет попадать в $R_{а}$ и создаст на нем переменное напряжение. Чем выше частота, тем меньше сопротивление емкости $C_{а.с}$ и тем сильнее наблюдается такое „пролезание" колебаний через емкость $C_{а.с}$ из цепи сетки в цепь анода.

Особенно большие неприятности может доставить третье вредное явление — обратная связь между анодной и сеточной цепями через емкость $C_{а.с}$. Усиленные колебания через эту емкость проникают из анодной цепи обратно в сеточную цепь. Из рассмотрения эквивалентной схемы по рис. 7-20, *б* ясно, что переменный ток от генератора, заменяющего лампу, идет не только в сопротивление нагрузки $R_{а}$, но также через емкость $C_{а.с}$ в цепь сетки. Этот ток бу-

дет создавать на участке сетка—катод напряжение обратной связи, которое, вообще говоря, сдвинуто по фазе относительно усиливаемого напряжения, подводимого от источника колебаний *ИК*.

Иначе можно сказать, что выходное усиленное напряжение, имеющееся на участке анод—катод, приложено к делителю, составленному из емкости $C_{а.с}$ и участка сетка—катод лампы. Последний состоит из параллельно соединенных емкости $C_{с.к}$ и источника колебаний *ИК* с внутренним сопротивлением $R_{и.к}$. Часть напряжения выделяется на этом участке и является напряжением обратной связи. В зависимости от соотношения сопротивлений указанных двух участков делителя обратная связь через емкость $C_{а.с}$ может быть более или менее сильной. Обычно с повышением частоты она усиливается.

Если получающиеся фазовые соотношения таковы, что обратная связь через проходную емкость является отрицательной, то она, как обычно, снижает и стабилизирует усиление, а также уменьшает искажения. Более неприятным является случай положительной обратной связи, при которой возможно возникновение паразитной генерации. Ясно, что если усилительный каскад, который должен только усиливать подводимые к нему слабые колебания, помимо нашего желания превратится в генератор с самовозбуждением и будет генерировать какие-то собственные колебания, то нормальная работа его совершенно нарушится. Генерируемые колебания, имея большую амплитуду, могут заглушить слабые усиливаемые колебания. Частоты этих двух колебаний, как правило, различны, и от их сложения возникнут биения с какими-то новыми частотами, т. е. произойдет искажение усиливаемых колебаний.

Самовозбуждение за счет паразитной обратной связи через емкость $C_{а.с}$ особенно легко возникает в каскадах усиления высокой частоты, имеющих резонансные контуры в цепях анода и сетки. Так как при расстройке этих контуров их сопротивление резко изменяется по величине, а также приобретает емкостный или индуктивный характер, то во многих случаях создаются фазовые и амплитудные соотношения, при которых возникает паразитная генерация.

Для устойчивой работы резонансного усилителя высокой частоты на триоде в нем надо применять так называемую н е й т р а л и з а ц и ю влияния емкости $C_{а.с}$ путем

включения специального нейтродинного конденсатора, создающего обратную связь, действующую навстречу паразитной обратной связи через емкость $C_{а.с}$. Подобная нейтрализация усложняет схему, требует налаживания и не может эффективно работать в широком диапазоне частот. Поэтому в усилителях высокой частоты используют преимущественно не триоды, а тетроды и пентоды, в которых имеется дополнительная экранирующая сетка, устраняющая вредное влияние проходной емкости (см. гл. 8).

7-9. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ТРИОДОВ

В гл. 4 были рассмотрены применительно к диодам принципы устройства и конструктивные особенности современных ламп. Почти все они относятся также и к триодам, которые выпускаются в качестве приемно-усилительных, генераторных и модуляторных ламп. Специальные типы триодов, предназначенные для сверхвысоких частот, описаны в гл. 12.

Рассмотрим особенности конструкций приемно-усилительных триодов. Катоды прямого или косвенного накала у приемно-усилительных триодов делаются исключительно оксидными. В прошлом выпускались также лампы с бариевыми катодами прямого накала, но теперь они больше не применяются.

Сетки делаются из вольфрама, молибдена, марганцовистого никеля, сплавов никеля с вольфрамом или молибденом. Так как на оксидный катод оказывают вредное влияние летучие окислы молибдена, то сетки покрывают защитными слоями никеля, золота или серебра. Проволоки сеток приваривают к траверсам или завальцовывают их в надрезах, сделанных в траверсах. Сами траверсы обычно делаются из никеля или меди. Для получения очень малого расстояния сетка — катод тонкую вольфрамовую проволоку диаметром 8—10 *мк* навивают на специальные рамки и припаивают к ним (рис. 7-22). Такие рамочные сетки применяются в лампах с высокой крутизной.

Аноды изготовляются из никеля, а также алюминированной или никелированной стали. Увеличение теплоотдачи достигается чернением или матированием поверхности анода.

Сборка электродов производится с помощью слюдяных пластин-изоляторов. Керамические пластины применяются реже, так как они дают меньшую точность размеров. Осо-

бое внимание уделяется точности сборки и прочности крепления электродов. Несмотря на то, что современная технология электровакуумного производства находится на высоком уровне, все же существует весьма заметный разброс параметров ламп. Он объясняется неоднородностью деталей, их случайными деформациями при сборке электродной системы, неточностями сборки, невозможностью точного повторения режимов технологического процесса для каждой лампы, неодинаковостью эмиссионных свойств катодов у различных экземпляров ламп.

Кроме основных электродов, в лампе всегда имеются и некоторые вспомогательные детали, как, например, специ-

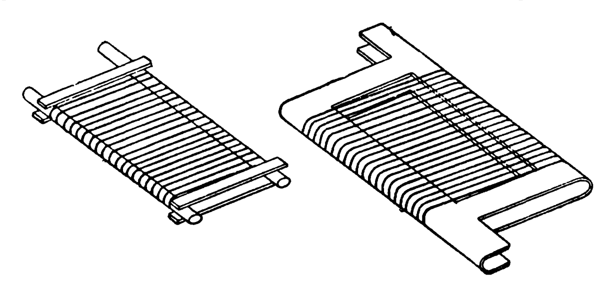


Рис. 7-22. Конструкции сеток из тонких проволок.

альные держатели или полочки для геттера, экраны и т. п: В качестве геттеров применяются барий, магний и сплавы этих металлов с алюминием. Экраны изготовляются из никеля.

Наибольшее распространение получили приемно-усилительные триоды, используемые преимущественно для усилителей низкой частоты. Некоторые из них применяются также в генераторах и усилителях высокой и сверхвысокой частоты. Обозначения приемно-усилительных триодов по ГОСТ 5461-56 состоят из таких же элементов, как и обозначения диодов, но только вторым элементом для одинарных триодов является буква *С*, а для двойных триодов — *Н*. При небольшой мощности применяются триоды с нормальным стеклянным баллоном 6С2С и 6С5С, пальчиковые триоды 6С1П и 6С2П, миниатюрные 6С3Б, 6С6Б и 6С7Б, а также триод типа «желудь» 6С1Ж. Лампы 6С2П, 6С6Б и 6С1Ж предназначены для работы на сверхвысоких частотах (в диапазоне метровых волн и на более «длинных» дециметровых волнах). Триод 6С5С раньше выпускался в металлическом оформлении (6С5). Иногда

встречается лампа более старого типа: 6Ф5 или 6Ф5С — триод с большим коэффициентом усиления, снятый с производства и поэтому не получивший наименования по новой системе.

Для небольшой мощности выпускаются также двойные триоды стеклянной серии 6Н8С и 6Н9С и пальчиковые 6Н1П, 6Н2П, 6Н3П, 6Н4П, 6Н5П и 6Н15П. Все они, за исключением 6Н15П, имеют отдельные выводы от катодов и применяются большей частью в схемах, работающих на низких частотах. Лампы 6Н3П, 6Н5П и 6Н15П используются и на высоких частотах. У всех перечисленных одинарных и двойных триодов применен катод косвенного накала и крутизна составляет несколько миллиампер на вольт. Только у 6С2П она достигает 12 *ма/в*. Коэффициент усиления у этих ламп порядка десятков и имеет наибольшее значение у 6Н2П (97) и 6Н9С (70).

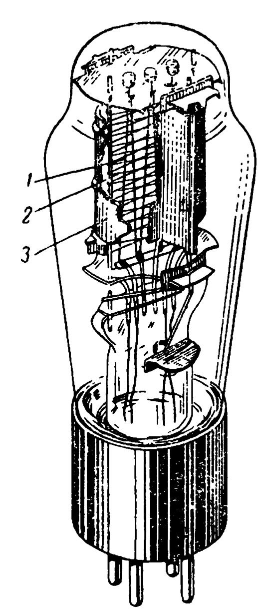


Рис. 7-23. Мощный усилительный триод с катодом прямого накала.

1 — катод; 2 — сетка; 3 — анод.

Для более мощных усилителей низкой частоты предназначены прямонакальные триоды УО-186, 2С4С и 6С4С с левыми характеристиками ($\mu \approx 4$) и максимально допустимой мощностью потерь на аноде 15 *вт*, а также двойные триоды 1Н3С, 6Н5С и 6Н7С. Последние два триода имеют косвенный накал. Лампа 6Н5С сделана с отдельными выводами от катодов и обладает очень небольшим внутренним сопротивлением (460 *ом*). Она применяется, в частности, в качестве так называемой регулирующей лампы в электронных стабилизаторах напряжения. Пример конструкции мощного триода с катодом прямого накала дан на рис. 7-23.

В настоящее время разработаны и выпущены многие новые типы триодов. Для работы на метровых волнах выпущены прямонакальные триоды 1С12П и 2С14Б. Остальные новые типы триодов имеют катоды косвенного накала. К ним относятся триоды 6С3П, 6С4П, 6С5Б, 6С6Б, 6С7Б и двойные триоды 6Н6П, 6Н14П, 6Н16Б, 6Н17Б. Зна-

чительный интерес представляет лампа 6С2Б. Специально для электронных стабилизаторов напряжения выпущены триоды 6С20С с очень высоким коэффициентом усиления и 6С18С с малым внутренним сопротивлением.

В течение многих лет проводились большие работы по увеличению крутизны ламп — этого важнейшего параметра, от которого зависят усилительная способность лампы и возможность усиления с малыми искажениями различных электрических импульсов, применяемых в телевидении, радиолокации, автоматике и ряде других случаев. Одним из направлений повышения крутизны является уменьшение расстояния сетка — катод ($d_{с.к}$).

В § 6-6 было показано, что крутизна триода обратно пропорциональна квадрату расстояния $d_{с.к}$. Объясняется это тем, что электронное облачко, окружающее катод, — эта своеобразная «электронная резервная армия», — имеет очень малую толщину, исчисляемую микронами. Чтобы эффективно управлять электронным потоком с помощью сетки, надо последнюю максимально приблизить к электронному облачку. Тогда будет достигнута высокая крутизна.

Улучшение технологии производства позволило создать в настоящее время лампы, в которых $d_{с.к}$ доведено до нескольких десятков микрон. При этом для устранения «островкового эффекта» (см. § 6-5) приходится сетку делать довольно густой. Такие мелкоструктурные сетки имеют диаметр проводов порядка 7—10 *мк*. К подобным лампам с повышенной крутизной, достигнутой за счет малого расстояния сетка—катод, относятся триоды 6С3П и 6С4П с крутизной около 20 *ма/в* и 6С15П, в котором достигнута крутизна 45 *ма/в*.

Но все же изготовление этих ламп довольно сложно. Трудно осуществить их машинное производство. Кроме того, лампы такого типа не могут иметь высокую надежность и прочность, так как существует реальная опасность замыкания сетки с неровной поверхностью оксидного катода, особенно при работе лампы в условиях вибраций. Поэтому были найдены и другие пути повышения крутизны, о которых рассказано в гл. 8.

Триоды широко применяются в качестве генераторных и модуляторных (мощноусилительных) ламп, главным образом для средних и больших мощностей. Особенностью большинства генераторных триодов для длинных, средних

и коротких волн является высокий коэффициент усиления (густая сетка), а следовательно, и «правая» сеточная характеристика. Это дает возможность уменьшить переменное напряжение возбуждения на сетке лампы и облегчает возникновение генерации в самовозбуждающихся генераторах, но зато работа происходит со значительными сеточными токами. Для получения необходимых мощно-

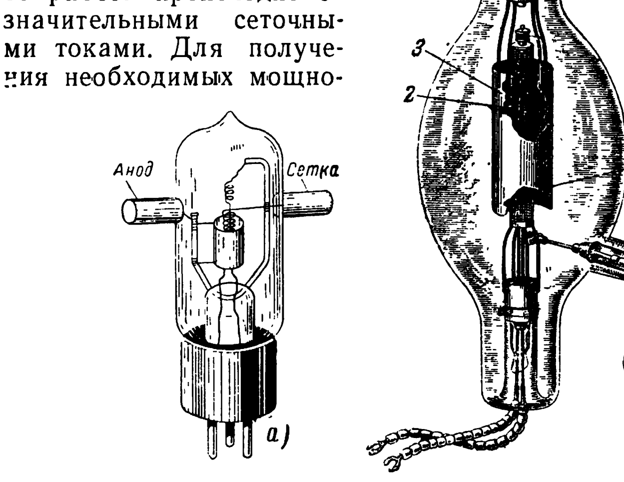


Рис. 7-24. Генераторные триоды (в разных масштабах).

а — ГУ-4 для УКВ; *б* — ГК-3000 для коротких волн: *1* — катод; *2* — сетка, *3* — анод; *4* — вывод сетки.

стей генераторные лампы обычно имеют катоды с большой эмиссией, допускают большое рассеивание мощности на аноде и работу с высокими анодными напряжениями.

В конструкциях генераторных ламп имеется ряд особенностей. При естественном или лучистом охлаждении вся энергия, расходующаяся на нагрев электродов уходит от них с тепловыми лучами через стекло баллона. Поэтому поверхность баллона приходится увеличивать. С целью уменьшения междуэлектродных емкостей и опасности пробоя все выводы от электродов (или часть их) разносят друг от друга и делают в виде специальных контактов на стекле баллона или гибкими проводами с кабельными наконечниками. На рис. 7-24 показаны примеры подобных конструкций.

Для генераторных и модуляторных ламп большой мощности (до сотен киловатт) применяют принудительное

охлаждение проточной водой или воздухом. Лампы с водяным охлаждением впервые были построены М. А. Бонч-Бруевичем в 1920—1922 гг. До него никому в голову не приходило, что анод лампы можно охлаждать водой по-

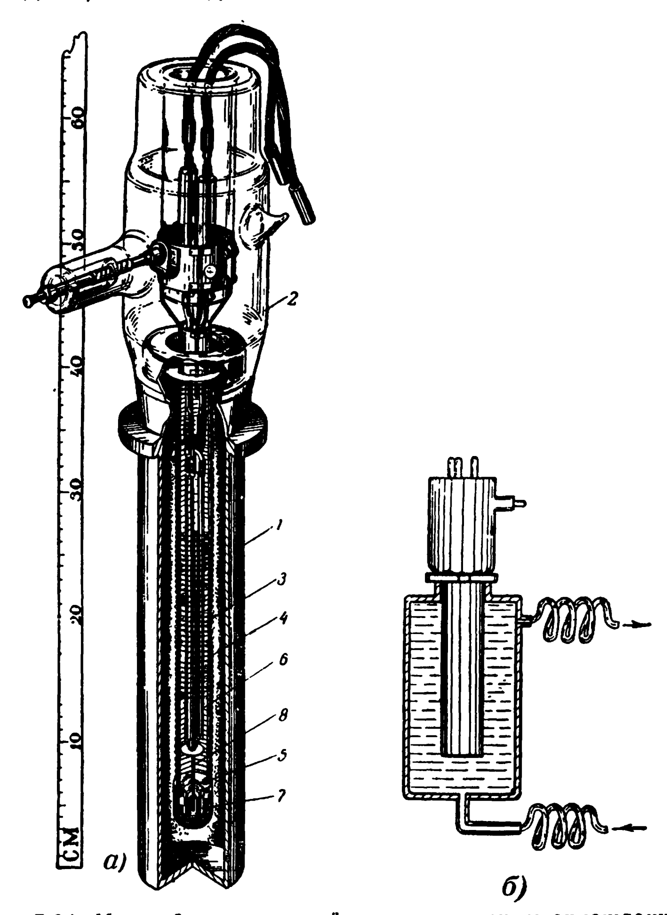


Рис. 7-25. Мощный генераторный триод с водяным охлаждением.

а — устройство триода Г-431: *1* — анод; *2* — баллон; *3* — сетка; *4* — траверса сетки; *5* — изолятор сетки; *6* — катод; *7* — изолятор центрирующего стержня; *8* — центрирующий стержень; *б* — принцип устройства водяного охлаждения анода мощной лампы

добно цилиндру автомобильного двигателя. Устройство мощной лампы с водяным охлаждением показано на рис. 7-25,*а*. В такой лампе анод представляет собой цилиндр из меди или хромистой стали, приваренный к стек-

лянному баллону. В последнем укреплены катод и сетка. Выводы от них сделаны через стекло. Анод вставляется в рубашку, через которую протекает дистиллированная вода (рис. 7-25,*б*). Обычная вода не годится, так как она образует на внешней поверхности анода накипь, ухудшающую теплоотдачу. Вода нагнетается специальными насосами под давлением 3—4 *ат* и циркулирует в замкнутой системе. Нагреваясь от анода на 10—20° С, вода охлаждается в змеевиках, которые в свою очередь охлаждаются обыкновенной водой, а затем опять возвращается к аноду, снова нагревается и т. д. На 1 *квт* мощности обычно требуется прогонять воды 0,5—1,2 *л/мин*. Тогда температура анода в средней его части, где она наибольшая, не превышает 100—120° С. Для самых мощных ламп применяется охлаждение водой не только анода, но также выводов катода и сетки.

Система водяного охлаждения анодов мощных ламп довольно сложна. Она снабжается автоматическими устройствами, регулирующими поток воды и выключающими анодное напряжение в случае, если вода перестает подаваться. Это необходимо во избежание расплавления анода.

Более простым является принудительное воздушное охлаждение, применяемое в некоторых лампах средней и большой мощности. У таких ламп анод снабжается радиатором с ребрами или отверстиями, через который прогоняется специальным вентилятором воздух. Примеры ламп с воздушным охлаждением изображены на рис. 7-26. У некоторых мощных ламп с водяным охлаждением анода дополнительно осуществляется воздушное охлаждение баллона, ножки и выводов катода и сетки, если последние не имеют водяного охлаждения. Имеются сведения о работах по применению для мощных генераторных ламп охлаждения паром, но подобные лампы пока еще не выпускаются.

В генераторах и модуляторных лампах успешно применяются оксидные катоды, главным образом косвенного накала, если мощность потерь на аноде в режиме непрерывной работы или среднее значение этой мощности в импульсном режиме не превышают примерно 100—200 *вт*. При больших мощностях оксидный катод разрушается от бомбардировки его ионами остаточных газов и перегревается от теплового излучения анода. Кроме того, в мощных лампах возникает нежелательная термоэлектронная эмиссия с сетки, вследствие того что на ее про-

вода попадают с катода частицы оксида. Поэтому в более мощных лампах применяют преимущественно чисто вольфрамовые и карбидированные катоды прямого накала.

Аноды в лампах очень большой мощности делаются из черненого никеля, прессованного графита, молибдена и тантала. Последний одновременно выполняет роль геттера. Сетки генераторных ламп делают из молибдена или тантала. Для лучшего охлаждения в маломощных лампах применяют чернение сеток, а при больших мощностях к траверсам сеток привариваюг радиаторы. С целью снижения термоэлектронной эмисси молибденовой сетки ее провода покрывают тонким слоем золота, платины, карбида вольфрама или циркония. Последний является также газопоглотителем и способствует лучшему охлаждению сетки, так как увеличивает ее тепловое излучение. Танталовые сетки сами хорошо поглощают газы, но для

Рис. 7-26. Мощные генераторные триоды с принудительным воздушным охлаждением.

а—с ребристым радиатором; *б*—с цилиндрическим радиатором (*1*—радиатор; *2*—отверстия радиатора; *3* и *4*—защитные кольца; *5*—катод; *6*—сетка).

уменьшения их термоэмиссии и увеличения теплового излучения производится карбидирование поверхности тантала.

В лампах небольшой мощности крепление электродов производится с помощью слюдяных или керамических изоляторов. Слюда выдерживает температуру не более 500° С, но зато из нее можно изготовлять изоляторы с более точными размерами, нежели из керамики. При больших мощностях керамических изоляторов не применяют, так как они могут растрескиваться от нагрева и дают утечки за счет проводящих напылений. Поэтому в мощных лампах электроды крепят непосредственно на стеклянных ножках. В таких лампах выводы от электродов делаются большой толщины в виде медных стержней, спаянных с кольцами из ковара, которые в свою очередь спаиваются со стеклом.

В обозначениях генераторных и модуляторных ламп первой стоит буква Г. По старой системе после этой буквы стоит либо номер заводской разработки (например, Г-431), либо буква, указывающая, для какого диапазона предназначена лампа: Д — длинные волны от 200 *м* и выше, К — короткие волны от 15 *м* и выше, У — ультракороткие волны. Число после букв обозначало полезную мощность, даваемую лампой в нормальном режиме работы на волнах того диапазона, для которого она предназначена. Например, ГК-20 означало: генераторная коротковолновая на полезную мощность 20 *вт*.

По новой системе обозначений (ГОСТ 5461-56) генераторные лампы для длинных, средних и коротких волн (частоты ниже 25 *Мгц*) имеют буквы ГК, для ультракоротких волн (25—600 *Мгц*) — ГУ, для дециметровых и сантиметровых волн (частоты выше 600 *Мгц*) — ГС, генераторные лампы для импульсной работы — ГИ, модуляторные лампы — ГМ и модуляторные лампы для импульсной работы — ГМИ. Далее следует номер, для того чтобы различать лампы разных типов. После номера ставится буква, указывающая род охлаждения анода лампы. Для ламп с лучистым (естественным) охлаждением анода такая буква вообще отсутствует. Принудительное водяное охлаждение обозначается буквой *А*, воздушное — буквой *Б*. Некоторые из применяемых сейчас ламп имеют старые обозначения.

В настоящее время широко применяются следующие генераторные и модуляторные триоды: с естественным

охлаждением — ГИ-3, ГМ-60, ГМ-70, ГМ-100, ГМИ-30, с воздушным охлаждением — Г-484, ГИ-17, ГИ-18Б, ГУ-5Б, ГУ-10Б, ГУ-16Б, ГУ-89Б, с водяным охлаждением—Г-431, Г-433, ГК-1А, ГК-3А, ГУ-5А, ГУ-10А, ГУ-11А, ГУ-12А, ГУ-89А, ГМ-1А, ГМ-51А. Из более старых ламп иногда еще встречаются генераторные триоды ГУ-4 и ГК-20. Специальные генераторные триоды сверхвысоких частот рассматриваются в гл. 12.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ЧЕТЫРЕХЭЛЕКТРОДНЫЕ И ПЯТИЭЛЕКТРОДНЫЕ ЛАМПЫ

8-1. НЕДОСТАТКИ ТРИОДОВ

Несмотря на то, что триоды широко применяются в самой различной аппаратуре, они имеют два существенных недостатка.

Во-первых, в них нельзя совместить высокий коэффициент усиления и «левую» сеточную характеристику тока анода. Действительно, если построить триод с очень густой сеткой для получения большого коэффициента усиления, то лампа будет запираться уже при очень небольшом отрицательном напряжении на сетке. Например, если сетка имеет проницаемость $D=0{,}002$, т. е. $\mu=500$, то при $U_а=250$ *в* запирающее напряжение сетки равно:

$$U_{с.зап}=-\frac{U_а}{\mu}=-\frac{250}{500}=-0{,}5\ в.$$

В этом случае вся сеточная характеристика практически располагается в области положительных сеточных напряжений и лишь небольшая часть ее нижнего изгиба находится в области отрицательных сеточных напряжений. Подобная лампа может работать только с большими сеточными токами. Чтобы сдвинуть характеристику такой лампы значительно влево, надо увеличить анодное напряжение до недопустимо высоких значений. Например, чтобы при $\mu=500$ запирающее напряжение составляло $U_{с.зап}=-5$ *в*, необходимо анодное напряжение $U_а=-\mu U_{с.зап}=-500(-5)=2\,500$ *в*. Для устранения такого недостатка триоды делаются с коэффициентом усиления не выше 100.

Вторым недостатком триода является сравнительно

большая проходная емкость $C_{а.с}$, вредное влияние которой уже было рассмотрено выше.

Оба недостатка могут быть почти полностью устранены путем введения в лампу дополнительной (второй) сетки.

8-2. УСТРОЙСТВО И РАБОТА ТЕТРОДОВ

Четырехэлектродные лампы с двумя сетками принято называть **тетродами**. В настоящее время широкое применение получили исключительно тетроды, у которых вторая сетка, называемая **экранирующей** или **экранной**, расположена между управляющей сеткой и анодом.

Назначением экранирующей сетки являются повышение коэффициента усиления μ и уменьшение вредной проходной емкости $C_{а.с1}$.

Можно поместить дополнительную сетку и в другом месте — между управляющей сеткой и катодом. Тогда ее называют **катодной** сеткой. Такая сетка не повышает коэффицента усиления и не снижает проходной емкости. Ее назначение состоит в уменьшении объемного заряда («электронного облачка»), имеющегося около катода.

На катодную сетку от анодного источника подается некоторый положительный потенциал, и она создает дополнительное ускоряющее поле, способствующее рассасыванию электронного облачка. Благодаря этому лампа может работать нормально при низких анодных напряжениях.

Первые четырехэлектродные лампы были именно лампами с катодной сеткой. Их называли двухсеточными лампами или «двухсетками», и лет 30 назад они имели довольно большое распространение в приемниках и усилителях. Однако в дальнейшем от них отказались, главным образом потому, что в цепи катодной сетки получался значительный ток, являвшийся совершенно бесполезным. Выигрыш в уменьшении напряжения анодного источника уничтожался проигрышем от увеличенного потребления тока лампой.

В дальнейшем мы будем рассматривать исключительно тетроды с экранирующей сеткой (их иногда называют экранированными лампами). Для обозначения величин, относящихся к экранирующей сетке, примем индекс c_2.

Принцип работы тетрода заключается в том, что экранирующая сетка вместе с управляющей экранирует ка-

тод от действия анода. Экранирующая сетка, которая делается обычно более густой, чем управляющая, задерживает бо́льшую часть электрического поля, создаваемого положительным зарядом анода. Так как электрическое поле характеризуется числом силовых линий (конечно, это число является условным), то можно сказать, что экранирующая сетка пропускает лишь небольшую долю электрических силовых линий, выходящих из анода. Это ослабление поля анода экранирующей сеткой учитывается величиной проницаемости этой сетки D_2.

Электрическое поле, прошедшее через экранирующую сетку, далее задерживается управляющей сеткой, через которую также проникает лишь небольшая часть силовых линий. Ослабление поля управляющей сеткой зависит от ее проницаемости D_1. Таким образом, сквозь обе сетки от анода к катоду проходит лишь ничтожная часть общего числа силовых линий, которая характеризуется дробью, представляющей собой произведение проницаемостей сеток D_1D_2. Эта величина является результирующей проницаемостью обеих сеток. Ее называют проницаемостью тетрода и обозначают через D:

$$D = D_1D_2. \tag{8-1}$$

Но проницаемость есть величина, обратная коэффициенту усиления. В дальнейшем мы покажем, что для тетродов такое соотношение не вполне точно. Поэтому можно написать:

$$\mu \approx \frac{1}{D} = \frac{1}{D_1D_2}. \tag{8-2}$$

Электрическое поле, создаваемое в тетроде анодом, наглядно изображено на рис. 8-1. Чтобы не затемнять картины ослабления поля анода, на этом рисунке не показаны поля, создаваемые напряжением самой экранирующей сетки и напряжением управляющей сетки.

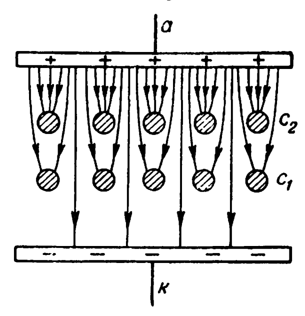


Рис. 8-1. Электрическое поле в тетроде.

Вследствие экранирующего действия двух сеток поле анода, проникшее к катоду, обычно бывает ослаблено в сотни раз. Иначе говоря, действие анода на электроны, вылетающие из катода, в сотни раз слабее, чем действие управляющей сетки. Сле-

довательно, коэффициент усиления тетрода может достигать сотен.

Для наглядности приведем следующий числовой пример, который не является вполне точным, но хорошо иллюстрирует сказанное. Пусть $D_2=0{,}02$. Тогда можно грубо считать, что через экранирующую сетку проникнет лишь 0,02, или 2%, всего числа электрических силовых линий, выходящих из анода. Если управляющая сетка имеет $D_1=0{,}1$, то через нее пройдет к катоду лишь 0,1, или 10%, силовых линий. Таким образом, до катода дойдет лишь 0,1 от 0,02, т. е. 0,002 (или 10% от 2%, т. е. 0,2%) всех силовых линий. Результирующая проницаемость обеих сеток, или проницаемость лампы, в данном случае составляет 0,002. Действие анода ослабляется в 500 раз, и следовательно, коэффициент усиления лампы равен 500.

Итак, в тетроде с помощью двух не очень густых сеток получается высокий коэффициент усиления. При этом важно, что сеточные характеристики тетрода будут «левыми», т. е. тетрод может нормально работать в области отрицательных сеточных напряжений. Для выяснения этого рассмотрим результирующее напряжение и закон трех вторых для тетрода.

Подобно тому, как мы заменяли триод для расчета тока в нем эквивалентным диодом, тетрод также можно привести сначала к эквивалентному триоду, а затем к диоду. Для этого анодное напряжение тетрода $U_а$ сначала приводят к экранирующей сетке, умножая его на D_2. Тогда совместное действие напряжений на аноде и экранирующей сетке заменяется действием некоторого эквивалентного напряжения $U_э$, приложенного к экранирующей сетке (или к эквивалентному аноду, расположенному на месте этой сетки). Это напряжение, очевидно, равно:

$$U_э = U_{c2} + D_2 U_а,$$

где U_{c2} — напряжение на экранирующей сетке.

Чтобы теперь привести полученный эквивалентный триод к диоду, перечислим напряжение $U_э$ к управляющей сетке путем умножения его на D_1. Таким путем мы найдем результирующее напряжение $U_{рез}$, приложенное к аноду эквивалентного диода. Этот анод расположен на месте управляющей сетки. Действие результирующего на-

пряжения заменяет собой действие всех трех напряжений: U_{c1}, U_{c2} и U_a.

Итак, можно написать:

$$U_{рез}=U_{c1}+D_1U_э=U_{c1}+D_1(U_{c2}+D_2U_a),$$

или окончательно:

$$U_{рез}=U_{c1}+D_1U_{c2}+D_1D_2U_a. \qquad (8\text{-}3)$$

Полученное выражение ясно показывает, что действие напряжения экранирующей сетки ослабляется только управляющей сеткой (U_{c2} умножается на D_1), а действие анода ослаблено обеими сетками (U_a умножается на D_1D_2).

Закон трех вторых для тетрода теперь можно написать в обычном виде:

$$i_к=ku_{рез}^{3/2}, \qquad (8\text{-}4)$$

где k по-прежнему зависит от геометрических размеров электродов и расстояния между ними, так же как это было для триода.

Катодный ток в тетроде является суммой токов анода, экранирующей сетки и управляющей сетки:

$$i_к=i_a+i_{c2}+i_{c1}. \qquad (8\text{-}5)$$

В большинстве случаев лампа работает при отрицательных напряжениях на управляющей сетке. Тогда $i_{c1}=0$ и катодный ток равен:

$$i_к=i_a+i_{c2}. \qquad (8\text{-}6)$$

На экранирующую сетку всегда подается постоянное положительное напряжение, величина которого обычно составляет 20—50% анодного напряжения. Оно создает на участке катод — экранирующая сетка ускоряющее поле, необходимое для движения электронов к аноду.

Сам анод очень слабо притягивает электроны, находящиеся около катода, так как его действие ослаблено наличием двух сеток. Если напряжение экранирующей сетки равно нулю, то вблизи катода не будет ускоряющего поля. Действительно, тормозящее поле, создаваемое отрицательным напряжением управляющей сетки, обычно полностью нейтрализует слабое ускоряющее поле, проникшее через две сетки от анода, и результирующее поле

у катода становится также тормозящим. Иначе говоря, результирующее напряжение в этом случае отрицательно. Следовательно, при $U_{c2}=0$ лампа заперта и анодный ток равен нулю.

Пример. Пусть $U_{c1} = -3$ *в*; $U_{c2} = 0$; $U_a = 300$ *в*; $D = 0{,}002$. Найдем результирующее напряжение. Оно равно:

$$U_{рез} = -3 + 0{,}002 \cdot 300 = -3 + 0{,}6 = -2{,}4 \text{ в}.$$

Ток экранирующей сетки i_{c2} образуется теми электронами, которые притягиваются к этой сетке благодаря наличию на ней положительного потенциала. При нормальном режиме работы, когда напряжение на аноде выше, чем напряжение экранирующей сетки, ток i_{c2} значительно меньше анодного тока. Это объясняется тем, что основная масса электронов, движущихся под действием ускоряющего поля, с большой скоростью пролетает сквозь экранирующую сетку и лишь некоторая часть их попадает на ее проводники. Таким образом, если анодный ток существует, то обязательно будет и некоторый ток экранирующей сетки.

В выражении для результирующего напряжения тетрода последнее слагаемое ($D_1 D_2 U_a$) обычно очень невелико по сравнению с первыми слагаемыми, так как $D_1 D_2$ является малой дробью. Поэтому практически можно считать, что

$$U_{рез} \approx U_{c1} + D_1 U_{c2}. \qquad (8\text{-}7)$$

Чтобы запереть лампу, надо положить $U_{рез} = 0$. Тогда по закону трех вторых получим: $i_к = 0$. Но так как оба тока i_a и i_{c2} положительны, то ясно, что и каждый из них равен нулю. Из равенства $U_{рез} = U_{c1} + D_1 U_{c2} = 0$ можно найти значение сеточного напряжения, запирающего лампу. Оно равно:

$$U_{c1.зап} \approx -D_1 U_{c2}. \qquad (8\text{-}8)$$

Как видно, запирающее напряжение зависит от проницаемости первой сетки и величины напряжения экранирующей сетки. Поскольку управляющая сетка делается не очень густой, а напряжение U_{c2} довольно велико, то запирающее напряжение у тетродов имеет значительную величину, т. е. сеточные характеристики получаются «левыми».

Для рассмотренного выше тетрода, имеющего $D_1 = 0{,}1$; $D_2 = 0{,}02$ и $U_a = 250$ *в*, при $U_{c2} = 100$ *в* запирающее напряжение равно:

$$U_{c1.зап} = -0{,}1 \cdot 100 = -10 \text{ в}.$$

Если расчет сделать с учетом влияния анода, то результат мало изменится. Мы получим:

$$U_{c1.зап} = -0{,}1 \cdot 100 - 0{,}002 \cdot 250 = -10 - 0{,}5 = -10{,}5 \text{ в}.$$

Очевидно, что в данном случае сеточная характеристика расположена в области отрицательных сеточных напряжений на протяжении не менее 10 *в*. Полезно вспомнить, что для триода, имеющего $D = 0{,}002$ (или $\mu = 500$) и $U_а = 250$ *в*, мы получили $U_{c1.зап} = -0{,}5$ *в*.

Рассмотрим теперь уменьшение паразитной проходной емкости $C_{а.с1}$ за счет введения в лампу экранирующей сетки.

Емкость конденсатора связана с величиной зарядов $+q$ и $-q$ на его обкладках и напряжением между ними U известной зависимостью:

$$C = \frac{q}{U}. \quad (8\text{-}9)$$

Формула показывает, что при данном напряжении U большему заряду соответствует бо́льшая емкость. Конденсатор обладает значительной емкостью (по сравнению с одиночными проводниками) потому, что заряды на его обкладках расположены близко один от другого и взаимно притягиваются с большой силой.

Взаимодействие зарядов осуществляется через электрическое поле. Именно оно связывает заряды $+q$ и $-q$. Чем больше заряды, тем сильнее поле между обкладками. Но в тетроде экранирующая сетка перехватывает бо́льшую часть поля, создаваемого зарядом анода (см. рис. 8-1). От анода через просветы экранирующей сетки на управляющую сетку проходит лишь незначительная часть силовых линий. Таким образом, поле, связывающее заряды на аноде и управляющей сетке, во много раз ослаблено, а это означает, что емкость между данными электродами резко уменьшена.

Например, если проницаемость экранирующей сетки $D_2 = 0{,}02$, то сквозь нее проходит лишь 2% всех силовых линий, выходящих из анода. Взаимодействие между зарядами анода и управляющей сетки ослаблено в 50 раз и, следовательно, емкость $C_{а\,с1}$ также уменьшена в 50 раз.

Как видно, уменьшение проходной емкости, существующей между электродами внутри лампы, получается во столько же раз, во сколько увеличивается коэффициент усиления. Чем гуще экранирующая сетка, тем меньше ее проницаемость D_2, тем в большей степени уменьшается проходная емкость. Если бы экранирующая сетка была

сплошной, то емкость $C_{а.с1}$ уменьшилась бы до нуля. Но этого нельзя сделать, так как сетка должна пропускать электроны к аноду.

Следует иметь в виду, что некоторые силовые линии могут проходить от анода к управляющей сетке не через экранирующую сетку, а обходным путем и в результате этого емкость $C_{а.с1}$ возрастает.

Для устранения такого нежелательного явления в тетродах, кроме экранирующей сетки, делают еще сплошные металлические экраны, перехватывающие силовые линии. На рис. 8-2 показана конструкция электродов тетрода, причем анод для наглядности разрезан.

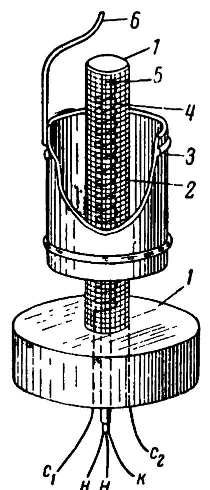


Рис. 8-2. Принцип конструкции тетрода.
1 — экран; 2 — экранирующая сетка; 3 — анод; 4 — управляющая сетка; 5 — катод; 6 — вывод анода.

Кроме того, вредная проходная емкость создается между выводами анода и управляющей сетки, а также между проводами анодной и сеточной цепей в самой схеме. С целью уменьшения этой емкости выводы анода и управляющей сетки в тетродах, предназначенных для высоких частот, разносят по возможности дальше друг от друга или ставят между ними дополнительные экраны. Например, на рис. 8-2 вывод анода показан на верх баллона, а вывод управляющей сетки — на цоколь.

Экранирование анодных проводов от сеточных производят и вне лампы в самой схеме. Часто провод, присоединяемый к выводу управляющей сетки, заключают в экранирующую оболочку и, кроме того, ставят экраны, разделяющие детали анодной и сеточной цепей. Стеклянные лампы иногда помещают в металлический экранирующий чехол.

Все экраны соединяют с металлическим корпусом (шасси) радиоаппарата, а корпус в свою очередь обычно соединяется с землей и общим минусом.

8-3. СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ ТЕТРОДОВ

Схемы включения триода или тетрода в усилительный каскад (или генератор) различаются только наличием у тетрода цепи экранирующей сетки. Как мы знаем, на

экранирующую сетку подают постоянное напряжение порядка $(0{,}2 \div 0{,}5)\,U_а$. В дальнейшем будет показано, почему это напряжение должно быть значительно меньше, чем напряжение на аноде. Существует несколько различных способов подачи напряжения на экранирующую сетку.

Можно осуществить питание экранирующей сетки от отдельного источника (рис. 8-3,*а*). Однако такой способ

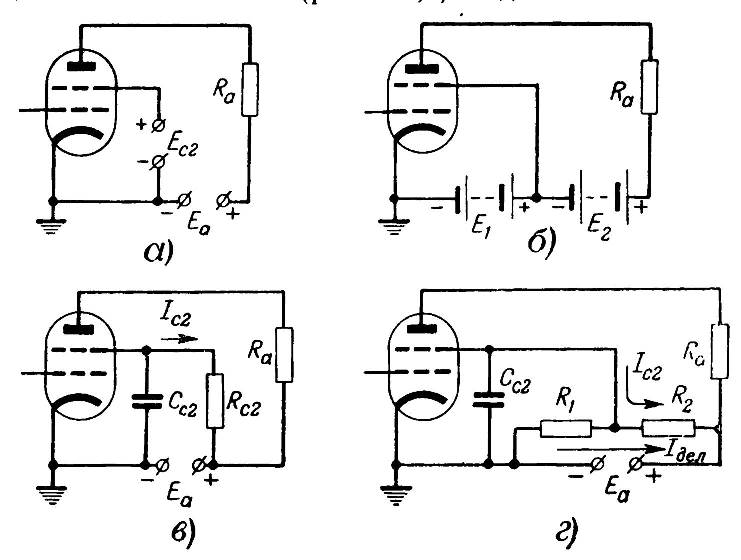


Рис. 8-3. Различные схемы питания цепи экранирующей сетки тетрода.

встречается только в мощных каскадах. В маломощных устройствах и многоламповых схемах применение отдельного источника для экранирующей сетки каждой лампы невыгодно. Достоинством данного способа является постоянство напряжения экранирующей сетки U_{c2}, которое не зависит от режима лампы и всегда равно напряжению источника E_{c2}.

Иногда напряжение U_{c2} подают от части анодного источника (рис. 8-3,*б*). Подобный метод может быть применен, например, если анодная батарея имеет отвод от некоторой своей части или если она составлена из двух батарей. В такой схеме часть анодного источника E_1 нагружена токами анода и экранирующей сетки, а часть E_2

имеет меньшую нагрузку — только одним анодным током. Поскольку в большинстве случаев анодный источник не имеет отвода для части напряжения, то данная схема применяется сравнительно редко.

Наиболее распространена подача напряжения на экранирующую сетку через понижающее (гасящее) сопротивление R_{c2} (рис. 8-3,*в*), имеющее обычно величину от единиц килоом для мощных тетродов до десятков килоом и больше для менее мощных ламп. Ток экранирующей сетки I_{c2}, проходя через это сопротивление, создает на нем падение напряжения, которое вычитается из напряжения анодного источника E_a. Поэтому напряжение экранирующей сетки равно:

$$U_{c2} = E_a - I_{c2}R_{c2}. \qquad (8\text{-}10)$$

Пусть нам известен ток экранирующей сетки, соответствующий данному режиму питания лампы (его можно определить из характеристик). Тогда величина понижающего сопротивления R_{c2}, необходимая для получения напряжения U_{c2}, определяется следующим образом:

$$R_{c2} = \frac{E_a - U_{c2}}{I_{c2}}. \qquad (8\text{-}11)$$

Например, если $E_a = 160$ *в*; $U_{c2} = 60$ *в* и $I_{c2} = 0{,}5$ *ма*, то

$$R_{c2} = \frac{160 - 60}{0{,}5} = \frac{100}{0{,}5} = 200 \text{ ком}.$$

Недостаток рассмотренного способа состоит в том, что напряжение U_{c2} резко изменяется при изменении режима лампы. Действительно, если изменится напряжение накала, анода или управляющей сетки, то изменится ток I_{c2}. Это вызовет изменение падения напряжения на R_{c2}, а следовательно, и напряжения на экранирующей сетке.

Значительно более высокую стабильность напряжения экранирующей сетки можно получить с помощью делителя напряжения (рис. 8-3,*г*). В этом случае к анодному источнику присоединяют делитель, состоящий из двух сопротивлений R_1 и R_2, соединенных последовательно. Через эти сопротивления, которые обычно имеют величину не менее десятков килоом, все время проходит ток $I_{дел}$, называемый током делителя. Напряжение, создаваемое

этим током на сопротивлении R_1, подается на экранирующую сетку.

Способ делителя менее экономичен, нежели способ понижающего сопротивления, так как на питание самого делителя бесполезно расходуется энергия анодного источника (ток $I_{дел}$). Поэтому в тех случаях, когда надо экономить энергию анодного источника, например при питании от сухой анодной батареи, применяется главным образом понижающее сопротивление, а не делитель.

Более высокая стабильность напряжения экранирующей сетки, получаемого от делителя, объясняется тем, что распределение напряжений на сопротивлениях R_1 и R_2 зависит не только от тока I_{c2}, но и от тока самого делителя $I_{дел}$, который почти не зависит от режима лампы. Чем больше ток $I_{дел}$ по сравнению с током I_{c2}, тем стабильнее напряжение U_{c2}, но зато тем больше бесполезный расход энергии на нагрев делителя.

Расчет величин сопротивлений R_1 и R_2 можно легко сделать, если известны величины E_a, U_{c2}, I_{c2} и $I_{дел}$:

$$R_1 = \frac{U_{c2}}{I_{дел}} \text{ и } R_2 = \frac{E_a - U_{c2}}{I_{c2} + I_{дел}}. \qquad (8\text{-}12)$$

Пример. Требуется рассчитать делитель для подачи напряжения на экранирующую сетку $U_{c2} = 80$ *в* от анодного источника с напряжением $E_a = 240$ *в*, если ток $I_{c2} = 1$ *ма*, а ток делителя выбран $I_{дел} = 4$ *ма*.

Решение

$$R_1 = \frac{80}{4} = 20 \textit{ ком};$$

$$R_2 = \frac{240 - 80}{1 + 4} = \frac{160}{5} = 32 \textit{ ком}.$$

Чтобы экранирующая сетка выполняла свое назначение по уменьшению вредного влияния проходной емкости, ее необходимо соединять с катодом (общим минусом) через конденсатор большой емкости. Сопротивление этого конденсатора для токов рабочей частоты должно быть очень малым. Для токов высокой частоты обычно достаточна емкость порядка нескольких тысяч или десятков тысяч пикофарад. Такой конденсатор для переменного тока практически накоротко замыкает экранирующую сетку с катодом.

Если такого конденсатора не будет, то переменный ток сможет проходить из цепи управляющей сетки в анодную цепь или обратно через две последовательно соединенные междуэлектродные емкости: $C_{c2.\,c1}$ (экранирующая сетка — управляющая сетка) и $C_{a.c2}$ (анод — экранирующая сетка), как это показано на рис. 8-4. Каждая из этих емкостей обычно несколько больше, чем проходная емкость при отсутствии экранирующей сетки, а общая эквивалентная емкость хотя и меньше наименьшей из этих емкостей, все же имеет значительную величину.

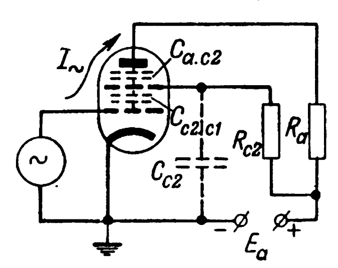


Рис. 8-4. Междуэлектродные емкости в тетроде.

Уменьшение проходной емкости нельзя объяснять тем, что эта емкость разбивается на две последовательно соединенные емкости, у которых общая емкость якобы уменьшается. Действительно, пусть при отсутствии экранирующей сетки $C_{a.\,c1} = 10$ *пф*. Поместим экранирующую сетку посредине между анодом и управляющей сеткой. Тогда образуются две новые емкости: $C_{a.\,c2}$ и $C_{c2.\,c1}$, каждая из которых имеет по 20 *пф*, так как толщина диэлектрика стала вдвое меньшей. Общая емкость будет равна $C = \frac{20}{2} = 10$ *пф*, т. е. имеет прежнюю величину. Как видно, никакого уменьшения проходной емкости не получилось.

Но при наличии конденсатора C_{c2} положение резко изменяется. Переменный ток из сеточной цепи пройдет через емкость $C_{c2.c1}$, а далее ему представятся два пути: первый — через емкость C_{c2}, имеющую очень малое сопротивление, обратно в сеточную цепь, второй — через емкость $C_{a.c2}$, сопротивление которой велико, а затем через большое нагрузочное сопротивление (например, через резонансный контур) и анодный источник обратно в цепь сетки. Ясно, что почти весь ток пойдет по первому пути, а по второму будет ответвляться лишь ничтожная часть тока. К подобному же выводу можно прийти, если рассматривать прохождение емкостного тока из анодной цепи в сеточную. Этот ток так же будет замыкаться

через емкости $C_{a\,c2}$ и C_{c2} и практически не попадет в цепь сетки.

Таким образом, экранирующая сетка совместно с конденсатором C_{c2} устраняет емкостную связь между анодной и сеточной цепями.

Следует отметить еще одну важную роль конденсатора C_{c2}. При работе тетрода в усилителе ток экранирующей сетки пульсирует подобно анодному току. Если переменная составляющая тока экранирующей сетки проходит через сопротивление R_{c2} (или сопротивление делителя), то падение напряжения на этом сопротивлении будет пульсировать. Тогда напряжение экранирующей сетки также станет изменяться. Цепь экранирующей сетки в этом случае работает в динамическом режиме, и колебания напряжения экранирующей сетки будут происходить в противофазе с переменным напряжением управляющей сетки. Получится своеобразная реакция со стороны экранирующей сетки. Вследствие этого амплитуда переменной составляющей анодного тока уменьшится. Коэффициент усиления каскада и полезная мощность станут меньше.

При наличии конденсатора C_{c2} переменная составляющая тока экранирующей сетки проходит через конденсатор C_{c2} обратно на катод мимо сопротивления R_{c2}. На этом сопротивлении получается падение напряжения только от постоянной составляющей тока. А на конденсаторе C_{c2}, имеющем весьма малое сопротивление, переменное падение напряжения будет ничтожным. Таким образом, благодаря конденсатору C_{c2} для цепи экранирующей сетки создается статический режим работы (по переменному току) и напряжение U_{c2} становится постоянным. В результате возрастают коэффициент усиления каскада и полезная мощность.

Рассматривая действие экранирующей сетки и роль конденсатора C_{c2}, не следует смешивать переменную составляющую тока экранирующей сетки $I_{c2\sim}$ с переменным током, проходящим через междуэлектродные емкости.

Ток $I_{c2\sim}$ является частью электронного потока, создаваемого внутри лампы за счет эмиссии катода. Генератором этого тока следует считать часть тетрода, состоящую из катода, управляющей сетки и экранирующей сетки. Она может быть названа **триодной частью** тетрода. Если лампа заперта или катод не накален, то,

конечно, ток $I_{c2\sim}$ равен нулю. А токи в междуэлектродных емкостях являются чисто емкостными и не представляют собой электронные потоки в вакууме. Например, емкостный ток, создаваемый источником колебаний сеточной цепи и идущий через емкости $C_{c2.c1}$ и C_{c2}, существует независимо от того, заперта или отперта лампа, есть ли эмиссия катода или ее нет.

Более подробно междуэлектродные емкости тетрода будут рассмотрены далее.

8-4. СЕТОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕТРОДА

У тетрода подобно триоду основными характеристиками являются сеточные и анодные характеристики. Можно также рассматривать зависимости токов тетрода от напряжения экранирующей сетки, но они не представляют особого интереса, так как это напряжение, как правило, не меняется в процессе работы лампы.

Схема для снятия характеристик тетрода вполне аналогична такой же схеме для триода. В этой схеме, пока-

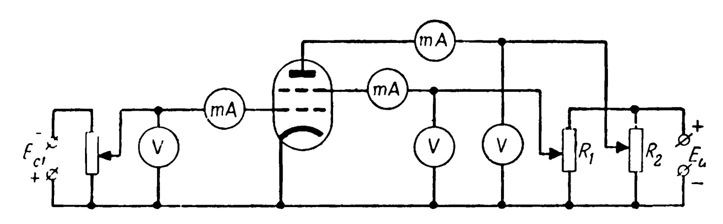


Рис. 8-5. Схема для снятия характеристик тетрода.

занной на рис. 8-5, добавлены только потенциометр, вольтметр и миллиамперметр для цепи экранирующей сетки.

На рис. 8-6 показаны сеточные характеристики тетрода для токов анода и экранирующей сетки при двух различных напряжениях на аноде. Каждая пара характеристик, расположенных близко одна от другой, соответствует определенному напряжению на экранирующей сетке. Изменение анодного напряжения на значительную величину, например от $U_{a1} = 200$ *в* до $U_{a2} = 300$ *в*, т. е. на 100 *в*, сдвигает характеристику анодного тока очень немного, вследствие того что влияние напряжения анода ослаблено экранирующим действием двух сеток. Иначе говоря, незначительный сдвиг характеристики при большом изменении

анодного напряжения свидетельствует о высоком коэффициенте усиления тетрода.

Зато увеличение напряжения экранирующей сетки (например, от $U'_{c2}=50$ *в* до $U''_{c2}=100$ *в*, т. е. на 50 *в*) дает резкий сдвиг характеристик влево, так как действие напряжения экранирующей сетки ослабляется только одной сравнительно негустой управляющей сеткой. Как было показано ранее, запирающее сеточное напряжение в тетроде можно считать пропорциональным напряжению

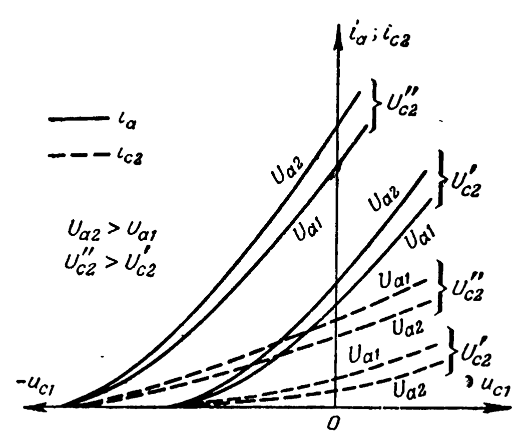


Рис. 8-6. Сеточные характеристики тетрода для токов анода и экранирующей сетки.

экранирующей сетки: $U_{c\,зап}=-D_1U_{c2}$. Отсюда следует, что сдвиг сеточных характеристик также приблизительно пропорционален этому напряжению.

Характеристики тока экранирующей сетки, показанные на рис. 8-6 пунктирными линиями, похожи на характеристики анодного тока, но идут ниже последних, так как ток экранирующей сетки меньше анодного. Начальные точки характеристик обоих токов совпадают, т. е. лампа запирается при некотором отрицательном напряжении на управляющей сетке одновременно и по анодному току и по току экранирующей сетки. Действительно, если электроны не пролетают через управляющую сетку, то нет ни анодного тока, ни тока экранирующей сетки. А если лампа не заперта, то неизбежно часть электронов попадет на экранирующую сетку, а остальная часть пролетит в про-

светы этой сетки и притянется к аноду. При меньшем анодном напряжении U_{a1} характеристика тока экранирующей сетки расположена выше, чем при напряжении U_{a2}. Это объясняется тем, что при более слабом притяжении электронов к аноду экранирующая сетка притягивает больше электронов.

Особенность сеточных характеристик тетрода заключается в том, что для различных анодных напряжений они идут расходящимся пучком, что можно объяснить следующим образом. Изменение анодного напряжения мало влияет на величину суммарного (катодного) тока, так как анод действует своим полем на поток электронов через две сетки. Но зато при изменении анодного напряжения происходит перераспределение общего электронного потока. Предположим для примера, что повышение анодного напряжения с 200 до 300 *в* дает увеличение анодного тока на 10%. Тогда при анодном токе 1 *ма* это увеличение составит 0,1 *ма,* а при токе 10 *ма* будет равно 1 *ма*. Ток экранирующей сетки при этом уменьшится примерно на столько же миллиампер, поскольку катодный ток остается почти постоянным. Таким образом, действительно, при возрастании анодного тока расхождение между характеристиками увеличивается.

Сеточные характеристики у тетродов более нелинейны, нежели у триодов. Главной причиной этого является динатронный эффект со стороны экранирующей сетки. Первичные электроны, летящие с катода, ударяя в экранирующую сетку, выбивают из нее вторичные электроны, которые летят к аноду, имеющему более высокий положительный потенциал. В результате к анодному току добавляется некоторый ток вторичных электронов, а ток экранирующей сетки несколько уменьшается. Если изменять напряжение управляющей сетки в положительную сторону, то ток экранирующей сетки растет. На эту сетку попадает все больше и больше первичных электронов, и соответственно выбивается увеличенное количество вторичных электронов. Добавочный ток вторичных электронов, прибавляющийся к основному анодному току, растет, что и вызывает более значительное увеличение крутизны характеристики, чем у триода.

Вследствие того что статические характеристики тетрода для различных анодных напряжений идут близко друг к другу, динамическая сеточная характеристика проходит внутри узкого пучка статических характеристик и мало от-

личается от последних. Крутизна динамической характеристики лишь немного меньше статической крутизны.

На рис. 8-6 не показаны характеристики тока управляющей сетки, которые не представляют особого интереса. Они идут, так же как и у триода, расходящимся пучком из начала координат. Изменение анодного напряжения почти не влияет на эти характеристики. Значительно сильнее влияние напряжения экранирующей сетки. Оно подобно влиянию анодного напряжения в триоде. С увеличением напряжения экранирующей сетки ток управляющей сетки уменьшается и его характеристика располагается ниже.

Ввиду того что сеточные характеристики тетрода расположены очень близко друг от друга, рекомендуется снимать их одновременно. С этой целью, установив то или иное напряжение на управляющей сетке, следует измерить токи для всех тех различных напряжений на аноде, для которых снимаются характеристики (например, для U_{a1} и U_{a2} на рис. 8-6). Затем то же делают при другом значении сеточного напряжения и т. д.

8-5. ДИНАТРОННЫЙ ЭФФЕКТ В ТЕТРОДЕ

Выше упоминалось о динатронном эффекте со стороны экранирующей сетки, результатом которого являются некоторое возрастание анодного тока и увеличение нелинейности его характеристик. Более существенным недостатком тетрода является *динатронный эффект со стороны анода*.

Электроны, летящие от катода, ударяя в анод, выбивают из него вторичные электроны. Конечно, вторичная эмиссия из анода существует во всех лампах, но в диодах и триодах она не дает никаких последствий и остается незаметной. В этих лампах вылетевшие из анода вторичные электроны притягиваются к нему и возвращаются на него, так как он имеет наиболее высокий положительный потенциал по сравнению с другими электродами.

В тетроде вторичная эмиссия также не проявляет себя, если напряжение экранирующей сетки меньше, чем напряжение на аноде. При этом условии почти все вторичные электроны возвращаются на анод.

Если же тетрод работает в динамическом режиме, то при увеличении анодного тока возрастает падение напряжения на анодном нагрузочном сопротивлении, а напряжение на аноде понижается. Поэтому при значительных

амплитудах колебаний анодное напряжение в некоторые промежутки времени может стать меньшим, чем постоянное напряжение на экранирующей сетке. Тогда вторичные электроны, вылетев с анода, уже не возвращаются на него, а притягиваются к экранирующей сетке, имеющей более высокий положительный потенциал, нежели анод. Возникает ток вторичных электронов, имеющий направление, противоположное направлению основного анодного тока, образованного первичными электронами. Общий анодный ток при этом уменьшается, а ток экранирующей сетки увеличивается. Такое явление называют динатронным эффектом со стороны анода. На рис. 8-7 показаны стрелками ток i_{aI} первичных электронов, попадающих на анод, ток экранирующей сетки, образованный первичными электронами, i_{c2I} и ток вторичных электронов i_{II}, летящих с анода на экранирующую сетку. Результирующие значения токов анода и экранирующей сетки будут равны:

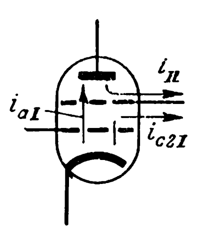


Рис. 8-7. Токи в тетроде при наличии динатронного эффекта анода.

$$i_a = i_{aI} - i_{II} \quad \text{и} \quad i_{c2} = i_{c2I} + i_{II}. \tag{8-13}$$

Если коэффициент вторичной эмиссии у анода больше 1, то величина тока i_{II} может превысить значение тока i_{aI}. Тогда результирующий анодный ток станет отрицательным, т. е. будет иметь направление, обратное нормальному.

Не следует отождествлять динатронный эффект со вторичной эмиссией. Наличие вторичной эмиссии является лишь необходимым (но не достаточным!) условием для возникновения динатронного эффекта. Второе необходимое условие для существования динатронного эффекта заключается в том, что напряжение анода должно быть ниже, чем напряжение экранирующей сетки ($U_a < U_{c2}$). Если вторичная эмиссия есть, но второе условие не выполняется, то динатронного эффекта не будет. Только выполнение двух указанных необходимых условий является достаточным для того, чтобы существовал динатронный эффект.

Динатронный эффект вызывает весьма сильное искривление анодных характеристик тетрода. На рис. 8-8 изображены сплошными линиями анодные характеристики тет-

рода для токов анода и экранирующей сетки при постоянных напряжениях на управляющей и экранирующей сетках. Будем рассматривать эти характеристики при отрицательном напряжении управляющей сетки, чтобы ток сетки был равен нулю. Наличие этого тока не вносит принципиальных изменений в анодные характеристики, но несколько осложняет их изучение. Для примера на рис. 8-8 напряжения взяты $U_{c1} = -2$ *в* и $U_{c2} = 140$ *в*.

При нулевом анодном напряжении анодный ток отсутствует (возможен лишь небольшой начальный ток за счет

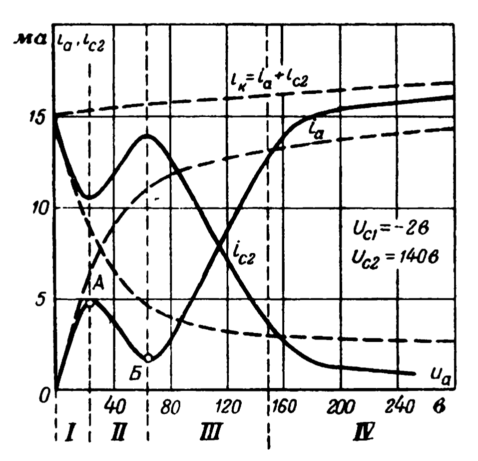


Рис. 8-8. Анодные характеристики для токов анода, экранирующей сетки и катода тетрода

того, что начальная скорость электронов при вылете из катода не равна нулю). Ток экранирующей сетки при этом имеет наибольшее значение. Подобно тому как это было в триоде, в данном случае между экранирующей сеткой и анодом существует второе электронное облачко. Оно образовано теми электронами, которые, получив значительную скорость от ускоряющего поля экранирующей сетки, пролетели сквозь нее и попали в тормозящее поле между этой сеткой и анодом. Электроны из второго облачка возвращаются на экранирующую сетку и участвуют в создании ее тока вместе с теми электронами, которые непосредственно попадают с катода на эту сетку.

В анодных характеристиках тетрода можно отметить четыре области. Первая область (*I*, рис. 8-8) соответствует

небольшим анодным напряжениям, примерно до 10—20 *в*, при которых вторичной эмиссии из анода еще нет, так как первичные электроны имеют скорость, недостаточную для выбивания вторичных электронов. В этой области с увеличением анодного напряжения наблюдаются резкое возрастание анодного тока и уменьшение тока экранирующей сетки. Такое явление объясняется тем, что анод притягивает электроны из второго облачка, находящегося в непосредственной близости к нему. Действие анода получается весьма сильным потому, что между анодом и облачком нет никаких сеток, задерживающих электрическое поле.

Следует иметь в виду, что анод слабо влияет на катодный ток, т. е. на общий поток электронов, уходящих из первого облачка, так как поле анода действует на это облачко через две сетки. Поэтому характеристика катодного тока, показанная на рис. 8-8 пунктиром, представляет собой линию, идущую с небольшим подъемом. Для упрощения она показана в виде прямой, но в действительности ее форма может быть иной. Поскольку ток $i_к$ изменяется мало, уменьшение тока $i_{с2}$ происходит примерно на столько же миллиампер, на сколько увеличивается анодный ток.

Если напряжение анода превысит 10 — 20 *в*, то появляется вторичная эмиссия и возникает динатронный эффект. Анодный ток с увеличением анодного напряжения уменьшается, а ток экранирующей сетки возрастает (область *II*). Максимум динатронного эффекта соответствует минимуму анодного тока (точка *Б*). В подобном режиме ток вторичных электронов получается наибольшим. Этот ток зависит от двух факторов: от величины вторичной эмиссии и напряжения экранирующая сетка—анод $u_{с2.а}$, которое создает ускоряющее поле для вторичных электронов. Хотя в начале области *II* напряжение $u_{с2.а}$ велико, ток вторичных электронов мал, так как мала вторичная эмиссия. Наибольшего значения ток i_{II} достигает в случае, когда вторичная эмиссия уже достаточно велика и когда напряжение $u_{с2.а}$ еще не слишком мало, т. е. когда напряжение на аноде еще значительно ниже, чем на экранирующей сетке. Именно такой режим соответствует точке *Б*.

Здесь можно провести аналогию с диодом, у которого анодный ток зависит от эмиссии катода и величины анод-

ного напряжения. Если анодное напряжение большое, но эмиссия мала, то анодный ток будет малым. Он будет также малым, если эмиссия велика, но анодное напряжение мало. Чтобы анодный ток был большим, надо обеспечить достаточную эмиссию катода и не слишком малое анодное напряжение. В тетроде участок анод — экранирующая сетка для вторичных электронов подобен диоду. Анод тетрода играет роль катода, а экранирующая сетка служит анодом.

Иногда совершенно неправильно считают, что точка *Б* на характеристике соответствует равенству $u_а = u_{с2}$. Но из приведенных выше разъяснений очевидно, что наибольший ток i_{II} не может получаться при $u_{с2.а} = u_{с2} - u_а = 0$.

Следует заметить, что при большой вторичной эмиссии анода точка *Б* может оказаться даже ниже оси абсцисс.

После точки *Б* динатронный эффект уменьшается. С увеличением анодного напряжения анодный ток растет, а ток экранирующей сетки убывает (область *III*). В этой области ток вторичных электронов уменьшается за счет уменьшения напряжения $u_{с2.а}$. Прекращение динатронного эффекта со стороны анода примерно соответствует равенству $u_а = u_{с2.а}$. Нельзя считать, как иногда неправильно делают, что при этом обязательно получается равенство токов $i_а = i_{с2}$ (точка пересечения характеристик). Такое равенство токов могло бы наблюдаться, если бы анод и экранирующая сетка были одинаковыми электродами, расположенными симметрично относительно других электродов. На самом же деле они весьма различны. В зависимости от густоты экранирующей сетки бóльшая или меньшая часть электронов пролетает через эту сетку и попадает на анод. Практически обычно при равенстве $u_а = u_{с2.а}$ ток экранирующей сетки заметно меньше, чем ток анода.

Итак, динатронный эффект со стороны анода существует на протяжении областей *II* и *III* анодной характеристики.

Когда анодное напряжение становится выше напряжения экранирующей сетки (область *IV*), то наблюдаются сравнительно небольшой рост анодного тока и такое же незначительное уменьшение тока экранирующей сетки. Вторичная эмиссия анода в этой области существует и имеет обычно не меньшую величину, нежели в области *III*,

но вторичные электроны уже не летят на экранирующую сетку, а возвращаются на анод. Зато наблюдается попадание на анод некоторого количества вторичных электронов, выбитых с экранирующей сетки, за счет которых анодный ток несколько возрастает, а ток экранирующей сетки соответственно уменьшается.

Таким образом, в области *IV* имеется динатронный эффект со стороны экранирующей сетки. Он не является вредным, так как некоторое увеличение анодного тока за счет уменьшения бесполезного тока экранирующей сетки можно считать даже желательным.

Тетроды нормально работают в области *IV*. Пологий ход характеристик в этой области объясняется тем, что второе электронное облачко при $u_а > u_{c2}$ не существует (оно рассасывается уже при более низких анодных напряжениях). Рост анодного тока в области *IV* получается только за счет роста общего катодного тока, который увеличивается медленно, так как действие анода ослаблено двумя сетками. Анод в этом случае должен своим полем «вытягивать» электроны из первого электронного облачка, находящегося у катода. Но через две сетки к этому облачку проникает лишь ничтожная часть поля анода. Поэтому большие изменения анодного напряжения вызывают незначительные изменения анодного тока. Это означает, что в области *IV* тетрод обладает высоким внутренним сопротивлением R_i и высоким коэффициентом усиления μ.

Следует заметить, что за счет перераспределения общего катодного тока между анодом и управляющей сеткой анодный ток в области *IV* растет несколько больше, чем ток катода.

Для сравнения на рис. 8-8 показаны пунктирными линиями характеристики для случая, когда динатронный эффект отсутствует вследствие того, что анод и экранирующая сетка сделаны из металлов, не обладающих вторичной эмиссией (практически таких металлов нет). Иначе говоря, пунктирные характеристики показывают величину одного только тока первичных электронов. При малых анодных напряжениях этот ток изменяется за счет рассасывания второго электронного облачка, а при $u_а > u_{c2}$ изменение тока получается незначительным.

В областях *II* и *III* разность между ординатами сплошной и пунктирной кривых для тока анода и тока экранирующей сетки показывает величину тока вторичных элек-

тронов с анода. А в области *IV* эта разность определяет ток вторичных электронов, выбитых с экранирующей сетки.

Интересно отметить, что в области *II* характеристика анодного тока имеет так называемый «падающий» участок *АБ,* в пределах которого внутреннее сопротивление тетрода отрицательно, так как положительному приращению $\Delta u_а$ соответствует отрицательное приращение тока $\Delta i_а$:

$$R_{iАБ} = \frac{\Delta u_а}{\Delta i_а} < 0.$$

В отличие от привычных нам положительных активных сопротивлений, в которых происходит потеря энергии переменного тока, отрицательное сопротивление должно обладать противоположными свойствами. В нем энергия переменного тока не расходуется, а создается, т. е. элемент цепи, обладающий отрицательным сопротивлением, может работать в качестве генератора.

Тетрод, работая в пределах «падающего» участка характеристики, действительно может при известных условиях генерировать переменный ток. Разумеется, этот процесс, как и во всяком генераторе, является преобразованием энергии постоянного тока, доставляемого анодным источником, в энергию переменного тока. На использовании отрицательного внутреннего сопротивления тетрода могут быть построены так называемые динатронные ламповые генераторы, которые, впрочем, не получили широкого распространения из-за недостаточной устойчивости явления вторичной эмиссии.

Динатронный эффект в тетроде следует считать вредным явлением, так как он нарушает правильную работу лампы при усилении и препятствует использованию тетрода для усиления колебаний с большими амплитудами. Резкая нелинейность характеристик при наличии динатронного эффекта создает большие искажения формы колебаний. Невыгодно также и то, что в области динатронного эффекта бесполезный ток экранирующей сетки значительно больше полезного анодного тока.

Чтобы динатронный эффект не мог возникнуть, напряжение экранирующей сетки в тетродах должно быть всегда значительно меньше анодного напряжения. Именно поэтому напряжение $U_{с2}$, как указывалось ранее, обычно составляет 20—50% величины напряжения на аноде.

При работе тетрода в усилительном каскаде напряжение анода меняется на величину амплитуды усиленного напряжения U_{mR}, причем $U_{mR}=KU_{mc1}$, где K — коэффициент усиления каскада. Минимальное значение анодного напряжения равно $u_{а.мин}=U_а - U_{mR}$. Для устранения динатронного эффекта напряжение U_{c2} не должно быть больше минимального анодного напряжения:

$$U_{c2} \leqslant u_{а\ мин} = U_а - U_{mR}. \qquad (8\text{-}14)$$

Отсюда следует, что наибольшая допустимая амплитуда усиленного напряжения не должна превосходить разности напряжений $U_а$ и U_{c2}:

$$U_{mR\ макс} \leqslant U_а - U_{c2}. \qquad (8\text{-}15)$$

Как видно, динатронный эффект ограничивает возможность получения от тетрода большого усиления и большой полезной мощности. Возникает своеобразное противоречие. Чтобы при данном анодном напряжении можно было усиливать более сильные колебания, т. е. допустить большую амплитуду усиленных колебаний без возникновения динатронного эффекта, надо уменьшить напряжение экранирующей сетки. Но тогда уменьшится анодный ток, сеточные характеристики тетрода сдвинутся вправо (станут «менее левыми»). Следовательно, колебания с большой амплитудой можно будет усиливать только при наличии значительных сеточных токов, что нежелательно.

Практически для усиления используются лишь участки анодных характеристик тетрода в области IV. Не следует думать, что пологий ход этих характеристик в данной области соответствует режиму насыщения. Вследствие того что анод в тетроде действует очень слабо на первое электронное облачко, достигнуть режима насыщения путем увеличения анодного напряжения практически нельзя. Его можно получить лишь при подаче соответствующего положи-

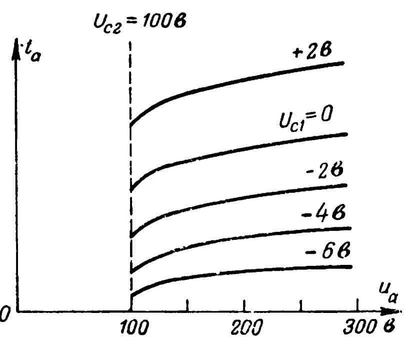


Рис. 8-9. Семейство анодных характеристик тетрода в рабочей области.

тельного напряжения на управляющую сетку. Если изменить это напряжение в положительную сторону, то оба тока $i_а$ и $i_{с2}$ возрастут и характеристики будут проходить выше. На рис. 8-9 показано семейство характеристик анодного тока для разных значений сеточного напряжения. Кривые показаны лишь для рабочей области *IV*.

Подобно этому при увеличении напряжения экранирующей сетки токи $i_а$ и $i_{с2}$ также будут больше и их характеристики должны располагаться выше. Кроме того, при повышении $u_{с2}$ соответственно расширяется область динатронного эффекта (области *II* и *III*).

8-6. ПАРАМЕТРЫ ТЕТРОДОВ

Основные статические параметры тетродов определяются аналогично параметрам триода. Необходимо только добавить условие постоянства напряжения на экранирующей сетке. Формулы статических параметров тетрода могут быть записаны в следующем виде.

Крутизна характеристики равна:

$$S = \frac{\Delta i_а}{\Delta u_{с1}} \text{ при } u_а = \text{const}; \ u_{с2} = \text{const}. \qquad (8\text{-}16)$$

Величина крутизны у тетродов такого же порядка, как у триодов, т. е. обычно составляет единицы миллиампер на вольт.

Внутреннее сопротивление

$$R_i = \frac{\Delta u_а}{\Delta i_а} \text{ при } u_{с1} = \text{const}, \ u_{с2} = \text{const}. \qquad (8\text{-}17)$$

Вследствие того что действие анодного напряжения в тетроде ослаблено во много раз, внутреннее сопротивление получается обычно в десятки раз бóльшим, чем у триода, и доходит до сотен килоом. Чем гуще экранирующая сетка, тем выше величина R_i.

Коэффициент усиления определяется так:

$$\mu = -\frac{\Delta u_а}{\Delta u_{с1}} \text{ при } i_а = \text{const}; \ u_{с2} = \text{const}. \qquad (8\text{-}18)$$

Он также повышается с увеличением густоты экранирующей сетки и может быть в десятки раз бóльшим, чем у триодов, т. е. величина его доходит до сотен.

Соотношение между этими тремя параметрами $\mu = SR_i$ остается в силе. Проницаемость D в тетроде не точно равна обратной величине коэффициента усиления, так как D определяется при условии постоянства катодного, а не анодного тока:

$$D = -\frac{\Delta u_{c1}}{\Delta u_a} \text{ при } i_к = \text{const}; \; u_{c2} = \text{const}. \qquad (8\text{-}19)$$

С такой разницей в определении величин D и μ мы уже встречались при рассмотрении триода. Однако в нем при отрицательном напряжении управляющей сетки получалось точное равенство $D = \frac{1}{\mu}$, так как в этом случае $i_{c1} = 0$ и $i_к = i_а$. А в тетроде катодный ток всегда больше анодного, поскольку ток экранирующей сетки всегда существует вместе с анодным током. Поэтому для тетрода равенство $D = \frac{1}{\mu}$ является всегда приближенным.

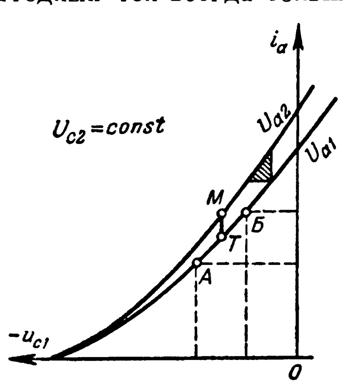


Рис. 8-10. Определение параметров тетрода из его сеточных характеристик.

На рис. 8-10 показан характеристический треугольник для нахождения параметров из сеточных характеристик. Этот треугольник получается очень малых размеров, так как характеристики расположены очень близко и при определении параметров получаются значительные погрешности. Более точно можно найти только крутизну, если для ее определения вместо показанного треугольника взять на характеристике две точки, расположенные не слишком близко друг от друга (например, точки A и $Б$ для нахождения крутизны в точке T). Можно также для определения крутизны применить метод касательной.

Чтобы не делать лишних погрешностей, лучше не применять метод характеристического треугольника, а найти по точкам A и $Б$ крутизну для точки T, затем по точкам T и M определить внутреннее сопротивление, которое с известным приближением можно считать относящимся к точке T, и, наконец, рассчитать для той же точки коэффициент усиления по формуле $\mu = SR_i$.

Вследствие того что характеристики тетрода имеют значительную нелинейность, его параметры при изменении режима довольно сильно изменяются. Сравнивая характеристические треугольники, построенные на разных участках характеристик, нетрудно выяснить, что при увеличении отрицательного напряжения на управляющей сетке, т. е. при уменьшении анодного тока, крутизна уменьшается, а внутреннее сопротивление и коэффициент усиления увеличиваются. На рис. 8-11 показаны примерные графики этого изменения параметров. Как видно, особенностью тетрода по сравнению с триодом является сильная зависимость коэффициента усиления от режима.

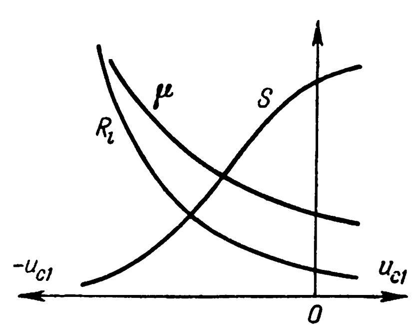


Рис. 8-11. Изменение параметров тетрода при изменении сеточного напряжения.

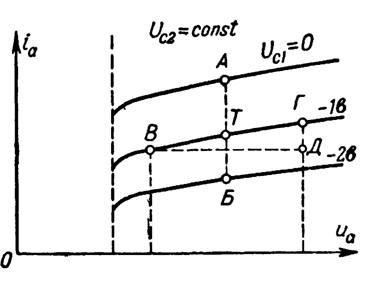


Рис. 8-12. Определение параметров тетрода для заданной точки с помощью анодных характеристик.

Определение параметров из анодных характеристик тетрода показано на рис. 8-12. Обычно параметры определяются и указываются только для рабочей области анодных характеристик, т. е. при $u_а > u_{с2}$. Для заданной точки *T* наиболее точно можно найти крутизну, если взять приращение анодного тока и сеточного напряжения между точками *А* и *Б*, лежащими на соседних характеристиках. Внутреннее сопротивление определяется менее точно либо из треугольника *ВГД*, либо методом касательной. Однако последний менее удобен, так как угол наклона анодных характеристик мал. Величину μ находят как произведение *S* на R_i.

С увеличением отрицательного напряжения управляющей сетки анодные характеристики идут более полого и ближе друг к другу, что соответствует увеличению внутреннего сопротивления и уменьшению крутизны.

В тетроде, так же как и в триоде, можно рассматривать внутреннее сопротивление участка сетка—катод или обратную ему величину крутизны характеристики сеточного тока. Эти параметры не представляют собой ничего нового.

В некоторых специальных схемах тетрод используется таким образом, что его триодная часть, состоящая из катода, управляющей сетки и экранирующей сетки, работает в одном каскаде, а вся лампа в целом входит в состав другого каскада. Параметры триодной части тетрода $S_{тр}$, $R_{i тр}$ и $\mu_{тр}$ определяются по обычным формулам. Следует только помнить, что в данном случае роль анода выполняет экранирующая сетка. Поэтому можно написать следующие формулы:

$$S_{тр} = \frac{\Delta i_{c2}}{\Delta u_{c1}} \text{ при } u_{c2} = \text{const}; \; u_a = \text{const}; \qquad (8\text{-}20)$$

$$R_{i\,тр} = \frac{\Delta u_{c2}}{\Delta i_{c2}} \text{ при } u_{c1} = \text{const}; \; u_a = \text{const}; \qquad (8\text{-}21)$$

$$\mu_{тр} = -\frac{\Delta u_{c2}}{\Delta u_{c1}} \text{ при } i_{c2} = \text{const}; \; u_a = \text{const}. \qquad (8\text{-}22)$$

Проницаемость триодной части тетрода есть не что иное, как проницаемость управляющей сетки D_1, и она равна $\frac{1}{\mu_{тр}}$.

Все эти параметры могут быть определены путем измерений или из характеристик триодной части, которые аналогичны характеристикам обычного триода.

Не следует смешивать случай использования триодной части тетрода с включением всего тетрода в качестве триода. При таком включении экранирующая сетка соединяется с анодом и весь тетрод приобретает свойства обычного триода. Характеристики и параметры тетрода в триодном включении близки к характеристикам и параметрам его триодной части.

Можно также рассматривать параметры и характеристики тетрода, принимая его экранирующую сетку за управляющую. Но подобное использование тетрода практически почти не встречается. Для такого случая крутизна по второй сетке равна:

$$S_2 = \frac{\Delta i_a}{\Delta u_{c2}} \text{ при } u_a = \text{const}; \; u_{c1} = \text{const}. \qquad (8\text{-}23)$$

Внутреннее сопротивление определяется по формуле (8-17), а коэффициент усиления по второй сетке μ_2 определяется так:

$$\mu_2 = -\frac{\Delta u_a}{\Delta u_{c2}} \text{ при } i_a = \text{const}; \; u_{c1} = \text{const}. \qquad (8\text{-}24)$$

Очевидно, что приближенно μ_2 является величиной, обратной проницаемости экранирующей сетки D_2.

Помимо рассмотренных параметров тетрода, характеризующих его свойства при использовании для усиления в различных схемах, следует иметь в виду и другие величины, аналогичные тем, какие были указаны для триода. В частности, важной величиной является максимальная допустимая мощность потерь на экранирующей сетке $P_{c2.макс}$.

8-7. МЕЖДУЭЛЕКТРОДНЫЕ ЕМКОСТИ В ТЕТРОДЕ

Как мы знаем, междуэлектродные емкости являются важными параметрами ламп. В тетроде имеется шесть таких емкостей, т. е. вдвое больше, нежели в триоде. На рис. 8-13 показаны схема усилительного каскада с тетро-

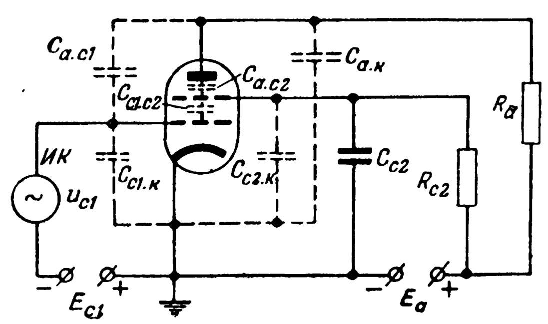


Рис. 8-13. Схема усилительного каскада с тетродом.

дом и все статические междуэлектродные емкости. Помимо емкостей $C_{c1.к}$, $C_{a.c1}$ и $C_{a.к}$, имеющихся и в триоде, добавились емкость между сетками $C_{c1.c2}$, емкость анод — экранирующая сетка $C_{a.c2}$ и емкость экранирующая сетка — катод $C_{c2.к}$.

Роль всех этих емкостей удобно рассмотреть с помощью эквивалентной схемы каскада для переменного тока. Подобная схема представлена на рис. 8-14,*а*. В ней лампа,

как обычно, заменена эквивалентным генератором, имеющим э. д. с. μu_{c1} и внутреннее сопротивление R_i. Так как конденсатор C_{c2} всегда имеет достаточно большую емкость, то его сопротивление в эквивалентной схеме принято равным нулю и экранирующая сетка показана соединенной накоротко с катодом (рис. 8-14,*б*). На схеме не показана емкость $C_{c2.к}$, так как она подключена параллельно конденсатору C_{c2} и практически замыкается им накоротко.

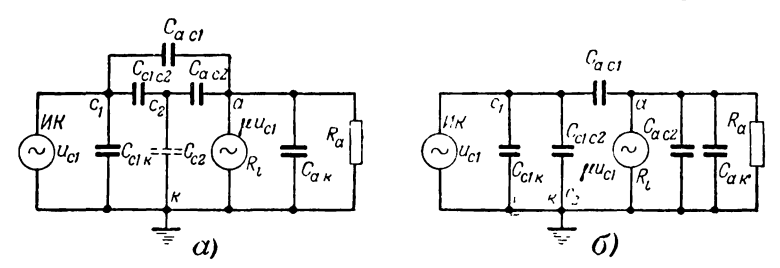


Рис. 8-14. Эквивалентная схема усилительного каскада с тетродом с учетом всех емкостей.

Из рассмотрения схемы следует, что входная емкость тетрода в динамическом режиме равна:

$$C_{вх.дин} = C_{c1.к} + C_{c1.c2} + C_{a.c1}(1 + K). \tag{8-25}$$

Проходная емкость $C_{a.c1}$ в тетроде весьма мала. Она составляет малые доли пикофарады. Поэтому величина $C_{a.c1}(1+K)$ обычно также получается значительно меньшей, нежели первые слагаемые. Приближенно можно считать, что

$$C_{вх.дин} \approx C_{c1.к} + C_{c1.c2}, \tag{8-26}$$

т. е. $C_{вх.дин}$ равна величине входной емкости в статическом режиме $C_{вх}$.

Сравнивая тетрод с триодом, можно сделать вывод, что у тетрода входная емкость в динамическом режиме значительно меньше, чем у триода, а в статическом режиме входные емкости у них одного порядка.

Пример. Сравнить входные емкости в статическом и динамическом режимах для каскада с триодом, имеющего $C_{c1.к} = 12$ *пф*, $C_{a.c1} = 6$ *пф*, $K = 20$, и каскада с тетродом, у которого $C_{c1.к} = 12$ *пф*, $C_{c1.c2} = 10$ *пф*, $C_{a.c1} = 0{,}02$ *пф*, $K = 100$.

Решение. В статическом режиме: для триода $C_{вх} = C_{c1.к} + C_{a.c1} = 12 + 6 = 18$ *пф*; для тетрода $C_{вх} \approx C_{c1.к} + C_{c1.c2} = 12 + 10 = 22$ *пф*. В динамическом режиме: для триода $C_{вх.дин} = C_{c1.к} + C_{a.c1}(1 + K) = 12 + 6(1 + 20) = 138$ *пф*; для тетрода $C_{вх.дин} \approx C_{вх} = 22$ *пф*.

Выходная емкость тетрода равна:

$$C_{вых} = C_{a.к} + C_{a.c2}. \tag{8-27}$$

Она больше, чем у триода, для которого было $C_{вых} = C_{a.к}$. Увеличение выходной емкости является некоторым недостатком тетрода.

8-8. УСТРОЙСТВО И РАБОТА ПЕНТОДА

Основной недостаток тетрода — динатронный эффект — привел к тому, что в настоящее время тетроды уже почти не применяются. Зато широкое распространение в усилителях, генераторах и многих других схемах получили пятиэлектродные лампы с тремя сетками, называемые пентодами. В них сохранены и даже еще более сильно выражены все положительные свойства тетродов и вместе с тем полностью устранен динатронный эффект.

Пентод можно рассматривать как тетрод, в который для устранения динатронного эффекта введена еще одна сетка, расположенная между анодом и экранирующей сеткой. Мы будем называть ее з а щ и т н о й сеткой в том смысле, что она защищает лампу от возникновения динатронного эффекта, и обозначать c_3. В литературе встречаются также и другие названия этой сетки: а н т и д и н а т р о н н а я, п р о т и в о д и н а т р о н н а я, п е н т о д н а я или, просто, т р е т ь я.

Защитная сетка в большинстве случаев соединяется с катодом и, следовательно, имеет нулевой потенциал относительно катода, а относительно анода ее потенциал отрицателен. В некоторых случаях на защитную сетку подается сравнительно небольшое постоянное напряжение. Например, для увеличения полезной мощности генераторные пентоды обычно работают при некотором положительном напряжении на защитной сетке, а если осуществляется модуляция колебаний путем изменения напряжения защитной сетки, то на ней устанавливается отрицательное смещение. Однако во всех таких случаях потенциал защитной сетки гораздо ниже потенциала анода и действие этой сетки получается примерно таким же,

как и при нулевом потенциале. В дальнейшем мы будем полагать, что $u_{c3}=0$.

Во многих пентодах соединение защитной сетки с катодом делается внутри лампы (рис. 8-15,*а*), и тогда на этой сетке напряжение всегда равно нулю. Если же имеется отдельный вывод защитной сетки (рис. 8-15,*б*), то соединение ее с катодом делается в монтаже самой схемы.

Роль защитной сетки состоит в том, что между ней и анодом создается электрическое поле, под действием которого вторичные электроны, выбитые из анода, тормозятся, останавливаются и возвращаются на анод. Они не могут проникнуть на экранирующую сетку, даже если ее напряжение выше анодного. Благодаря этому динатронный эффект в пентоде полностью уничтожается.

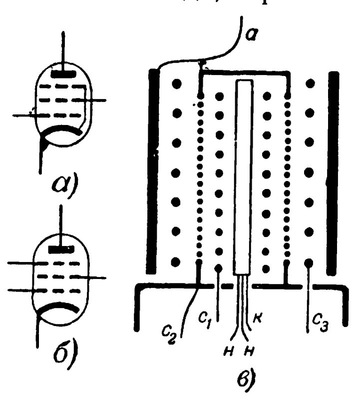


Рис. 8-15. Схематическое изображение пентода (*а* и *б*) и принцип конструкции его электродов (*в*).

Защитная сетка делается обычно довольно редкой, и поэтому она ослабляет действие анода не так значительно, как экранирующая сетка. На рис. 8-15,*в* схематически показано устройство пентода с цилиндрическими электродами.

На участке между экранирующей и защитной сетками для первичных электронов создается тормозящее поле, и на первый взгляд может показаться, что это вызовет уменьшение анодного тока. Однако на самом деле первичные электроны, получившие бо́льшую скорость под действием ускоряющего поля экранирующей сетки и пролетевшие через нее, долетают до защитной сетки и не теряют полностью своей скорости, так как в пространстве между витками этой сетки потенциал не нулевой, а положительный. Это наглядно показано на рис. 8-16,*а*, на котором изображено с помощью эквипотенциальных линий поле в пентоде для участка экранирующая сетка—анод. В качестве примера взят случай, когда $U_{c2}=200$ *в*, $U_{c3}=0$ и $U_а=100$ *в*. Как видно, нулевой потенциал имеется на самой защитной сетке, а в промежутках между ее витками потенциал значительно выше нуля, но ниже, чем на ано-

де. На рис. 8-16,*б* показаны также кривые распределения потенциала вдоль линии *АБ*, проходящей через провод защитной сетки (кривая *1*), и вдоль линии *ВГ*, проходящей через середину промежутка между ее витками (кривая *2*). Из рассмотрения рис. 8-16 ясно, что в промежутке анод—защитная сетка создается потенциальный барьер, который не могут преодолеть вторичные электроны, выбитые из анода.

По своим параметрам пентоды отличаются от тетродов тем, что имеют еще более высокий коэффициент усиле-

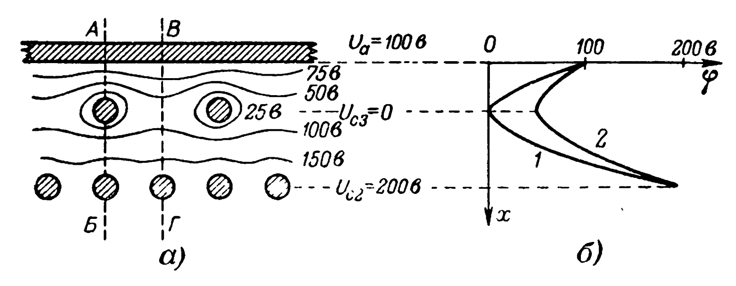


Рис. 8-16. Электрическое поле (*а*) и распределение потенциала (*б*) в промежутке анод—экранирующая сетка пентода.

ния μ, доходящий у некоторых типов пентодов до нескольких тысяч. Это объясняется тем, что защитная сетка представляет собой дополнительный экран для электрического поля анода. Иначе говоря, защитная сетка выполняет роль дополнительной экранирующей сетки. Следовательно, в пентоде действие анода по сравнению с действием управляющей сетки еще слабее, нежели в тетроде. Вместе с коэффициентом усиления соответственно возрастает и внутреннее сопротивление, которое у некоторых пентодов доходит до миллионов ом. А проходная емкость $C_{\text{а.с1}}$ становится еще меньшей, чем у тетродов. Значения крутизны у пентодов такого же порядка, как у триодов и тетродов, т. е. обычно в пределах 1—30 *ма/в*.

Пентод можно привести к эквивалентному диоду точно таким же путем, как это было сделано для тетрода. Выражение для результирующего напряжения, очевидно, должно быть написано в следующем виде:

$$u_{\text{рез}} = u_{\text{с1}} + D_1 u_{\text{с2}} + D_1 D_2 u_{\text{с3}} + D_1 D_2 D_3 u_{\text{а}}. \qquad (8\text{-}28)$$

Отсюда следует, что проницаемость пентода — весьма

малая величина. Она представляет собой произведение проницаемостей всех трех сеток:

$$D = D_1 D_2 D_3. \qquad (8\text{-}29)$$

Соответственно этому коэффициент усиления пентода может быть очень большим, так как он приближенно равен величине, обратной D:

$$\mu \approx \frac{1}{D_1 D_2 D_3}. \qquad (8\text{-}30)$$

Поскольку величина D мала, в формуле результирующего напряжения можно с еще меньшей погрешностью, нежели для тетрода, пренебречь последним слагаемым. А третье слагаемое либо равно нулю, если $u_{c3} = 0$, либо также является очень небольшой величиной, поскольку произведение $D_1 D_2$ есть малая дробь. Поэтому результирующее напряжение практически равно:

$$u_{рез} \approx u_{c1} + D_1 u_{c2}, \qquad (8\text{-}31)$$

т. е. оно выражается так же, как и для тетрода. Очевидно, что сеточные характеристики пентода будут такими же «левыми», как характеристики тетрода, и запирающее напряжение получается по той же формуле, что и для тетрода:

$$u_{c1.зап} \approx -D_1 u_{c2}. \qquad (8\text{-}32)$$

Формула закона трех вторых для пентода имеет обычный вид:

$$i_к = k u_{рез}^{3/2}. \qquad (8\text{-}33)$$

Под катодным током здесь следует понимать сумму токов:

$$i_к = i_а + i_{c1} + i_{c2} + i_{c3}. \qquad (8\text{-}34)$$

Если лампа работает в области отрицательных сеточных напряжений, то $i_{c1} = 0$. Ток защитной сетки i_{c3} практически учитывают лишь в случае, когда напряжение этой сетки положительно. При $u_{c3} = 0$ небольшой ток в цепи защитной сетки, конечно, есть, так как электроны, имея начальную скорость, способны попадать на эту сетку даже при нулевом потенциале на ней. Однако этот ток настолько мал, что его обычно не учитывают. Поэтому

в большинстве случаев ток катода является суммой только двух токов, как и в тетроде:

$$i_к \approx i_а + i_{с2}. \quad (8\text{-}35)$$

Схема включения пентода в усилительный каскад не отличается от схемы включения тетрода. Добавляется только соединение защитной сетки с катодом. Способы питания экранирующей сетки встречаются такие же, как и для тетрода. Напряжение экранирующей сетки в пентодах может быть любой величины, так как динатронный эффект уничтожен. В маломощных каскадах, например в усилителях высокой частоты радиоприемников или предварительных каскадах усиления низкой частоты, напряжение экранирующей сетки обычно берется сравнительно небольшим (20—50% анодного напряжения). Объясняется это тем, что при усилении слабых колебаний не требуется большой анодный ток. А в более мощных каскадах, например в генераторах и передатчиках или оконечных каскадах усилителей низкой частоты, в которых амплитуды колебаний имеют значительную величину, анодный ток должен быть больше и величина $U_{с2}$ берется выше. Иногда на экранирующую сетку более мощных пентодов подают полное напряжение анодного источника (без понижающего сопротивления или делителя), т. е. устанавливают

$$U_{с2} = E_а.$$

Конденсатор $C_{с2}$ в усилителях низкой частоты должен иметь значительную емкость порядка десятых долей микрофарады и более, чтобы его сопротивление для токов низкой частоты было малым. В каскадах усиления высокой частоты емкость $C_{с2}$ берется соответственно меньшей.

Все, что было сказано о необходимости экранировки применительно к тетродам, работающим в высокочастотных каскадах, остается в силе и для пентодов.

8-9. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ПЕНТОДОВ

Основными характеристиками у пентодов, так же как и у других ламп, являются сеточные и анодные характеристики. В отличие от тетрода для пентода они снимаются при дополнительном условии постоянства напряжения на защитной сетке. Схема для снятия характеристик пен-

тода совершенно подобна такой схеме для тетрода (см. рис. 8-5). Если в ней необходимо устанавливать различные значения напряжения на защитной сетке, то добавляют в цепь этой сетки потенциометр и измерительные приборы.

Сеточные статические характеристики пентода имеют такой же вид, как у тетрода (рис. 8-6), причем для различных напряжений они идут еще ближе друг к другу, почти сливаясь, так как анод в пентоде действует еще слабее, чем в тетроде.

Для практических расчетов всегда пользуются анодными характеристиками. На рис. 8-17,*а* показаны анод-

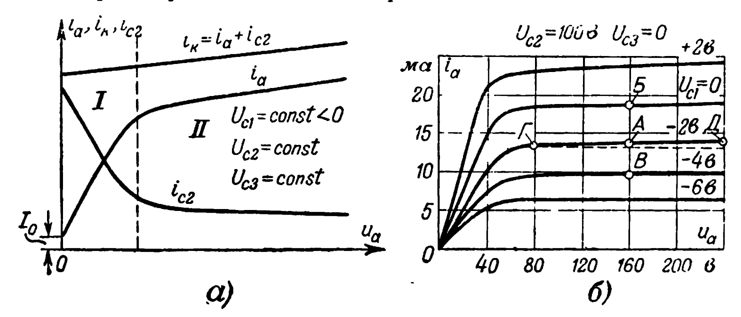


Рис. 8-17. Анодные характеристики пентода для токов анода, экранирующей сетки и катода (*а*) и семейство анодных характеристик пентода (*б*).

ные характеристики пентода для токов анода, экранирующей сетки и катода при постоянных напряжениях на всех сетках.

Катодный ток очень мало изменяется под влиянием изменения анодного напряжения, а характеристики токов анода и экранирующей сетки могут быть разделены на две области. В области малых анодных напряжений (область *I*) получаются резкое возрастание анодного тока и резкое спадание тока экранирующей сетки при небольших изменениях анодного напряжения. Это объясняется тем, что при нулевом или малом анодном напряжении между экранирующей и защитной сеткой создается второе электронное облачко. Оно образовано электронами, пролетевшими экранирующую сетку и тормозящимися в пространстве между экранирующей и защитной сетками. При анодном напряжении, равном нулю, почти все электроны возвращаются из этого облачка на экранирующую сетку

и ее ток имеет наибольшее значение. Скопление электронов в этом облачке создает потенциальный барьер, затрудняющий движение электронов к аноду. На анод в этом случае попадают в сравнительно небольшом количестве лишь те электроны, которые вылетели из катода со значительными начальными скоростями. Эти электроны образуют начальный анодный ток (I_0 на рис. 8-17,*а*).

Анод действует на второе электронное облачко через редкую защитную сетку, которая задерживает лишь небольшую часть поля анода. Поэтому даже незначительное увеличение анодного напряжения дает быстрый рост анодного тока. Вместе с тем уменьшается ток экранирующей сетки, так как электроны, уходящие из облачка на анод, уже не возвращаются на экранирующую сетку. По мере увеличения анодного напряжения второе электронное облачко быстро рассасывается и рост анодного тока замедляется. Когда все электроны, пролетевшие сквозь экранирующую сетку, притягиваются к аноду, имеющему уже довольно высокий потенциал, то электронное облачко исчезает.

При дальнейшем повышении анодного напряжения рост анодного тока происходит отчасти за счет перераспределения общего катодного тока, а главным образом за счет увеличения числа электронов, притягиваемых анодом из первого электронного облачка, находящегося около катода. Анод действует своим полем на это облачко через три сетки, и его влияние ослаблено в сотни или даже в тысячи раз, вследствие чего значительные изменения анодного напряжения вызывают весьма малые изменения анодного тока (область *II*). Ток экранирующей сетки также изменяется очень мало.

Характеристики в области *II* становятся пологими, почти горизонтальными. Эти участки характеристик обычно используются для работы пентода. Высокие значения коэффициента усиления и внутреннего сопротивления, характерные для пентода, получаются именно при работе его в области *II*.

Пологий участок анодной характеристики пентода не следует смешивать с режимом насыщения. Увеличением анодного напряжения ток насыщения в пентодах вообще нельзя получить из-за большого ослабления действия анода тремя сетками. Режим насыщения может быть достигнут только при значительном положительном напряжении на управляющей сетке.

Плавное искривление характеристики при переходе из области *I* в область *II* объясняется тем, что второе электронное облачко рассасывается не сразу, а постепенно. Проводники защитной сетки экранируют это облачко от действия поля анода. Поэтому при увеличении анодного напряжения сначала рассасываются части облачка, расположенные против просветов между витками защитной сетки, а затем, уже при более высоком анодном напряжении, поле анода проникает в области, экранированные проводами защитной сетки.

Семейство анодных характеристик анодного тока пентода показано на рис. 8-17,*б*. Чем больше отрицательное напряжение на управляющей сетке, тем меньше анодный ток и тем ниже проходят характеристики. При этом они идут более полого и ближе друг к другу. Так как наклон характеристик связан с величиной внутреннего сопротивления, то ясно, что более пологие характеристики соответствуют более высокому R_i. А сближение характеристик свидетельствует об уменьшении крутизны.

Приведенное на рис. 8-17,*б* семейство характеристик соответствует некоторым постоянным значениям напряжений на экранирующей и защитной сетках. Если увеличить напряжение экранирующей сетки, то характеристики расположатся выше, так как токи возрастут. Кроме того, граница между областями *I* и *II* несколько сдвинется вправо. Чем выше напряжение экранирующей сетки, тем большее напряжение должно быть на аноде для того, чтобы полностью рассосалось второе электронное облачко.

Влияние напряжения защитной сетки на анодные характеристики показано на рис. 8-18. Положительное напряжение на защитной сетке способствует рассасыванию второго электронного облачка, и тогда переход в область *II* получается при меньшем анодном напряжении. Наоборот, отрицательное напряжение на этой сетке запирает лампу при малых анодных напряжениях и затрудняет рассасывание облачка. Поэтому при $U_{с3} < 0$ начало характеристики и граница между областями *I* и *II* сдвигаются вправо. Таким образом, характеристики пентода в области *I* при различных значениях $U_{с3}$ напоминают семейство анодных характеристик триода. При наличии второго электронного облачка пентод действительно подобен триоду. Роль катода играет это облачко, а защитная сетка служит управляющей сеткой.

На рис. 8-17,*а* была показана характеристика тока экранирующей сетки. Семейство таких характеристик для различных напряжений управляющей сетки изображено на рис. 8-19. Его часто дают на одном графике с характеристиками анодного тока.

Помимо рассмотренных основных характеристик, в отдельных случаях для расчетов схем с пентодами могут быть необходимы и другие характеристики, например показывающие зависимость токов пентода от напряжения защитной сетки или экранирующей сетки. Так как защитная сетка иногда используется в качестве второй управ-

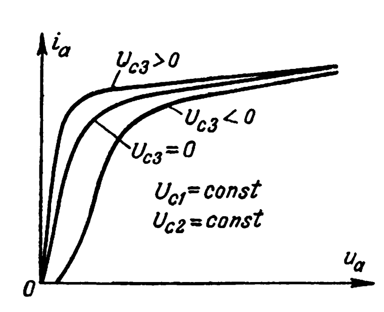


Рис. 8-18. Влияние напряжения защитной сетки на анодные характеристики пентода.

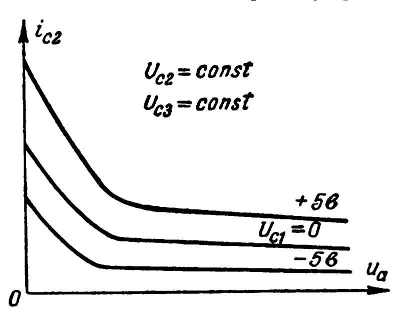


Рис. 8-19. Семейство анодных характеристик тока экранирующей сетки пентода.

ляющей, то особый интерес представляют характеристики $i_а=f(u_{с3})$ и $i_{с2}=f(u_{с3})$. Они представлены на рис. 8-20. Из них видно, что управление величинами токов возможно только при отрицательном напряжении защитной сетки, когда происходит перераспределение токов. С увеличением отрицательного напряжения защитной сетки анодный ток уменьшается, так как торможение электронов в пространстве между экранирующей и защитной сетками усиливается и все большее количество электронов возвращается к экранирующей сетке.

При некотором отрицательном напряжении на защитной сетке лампа запирается по анодному току, а ток экранирующей сетки становится наибольшим и равным катодному току. В этом случае все электроны, пролетевшие сквозь экранирующую сетку, возвращаются на нее. Запирающее отрицательное напряжение защитной сетки тем меньшее, чем гуще эта сетка. А при малом отрицательном и, тем более, нулевом или положительном напряжении за-

щитной сетки все электроны, пролетевшие через экранирующую сетку, практически не возвращаются и пролетают сквозь защитную сетку к аноду. В этом режиме анодный ток и ток экранирующей сетки уже почти не изменяются при изменении напряжения защитной сетки. Конечно, при значительных положительных напряжениях защитной сетки анодный ток может уменьшаться за счет возникновения тока этой сетки.

На рис. 8-20 изображена также характеристика катодного тока, которая показывает, что он практически не за-

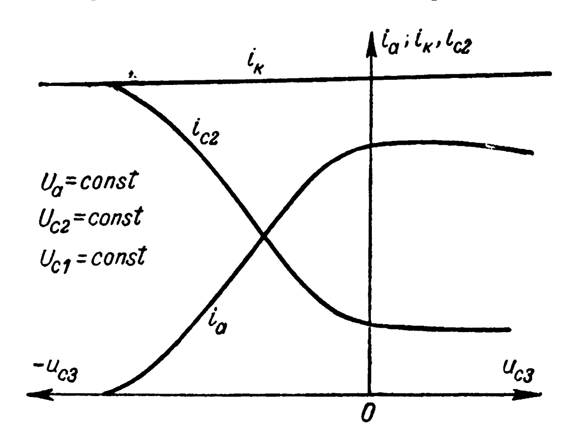


Рис. 8-20. Изменение токов анода, экранирующей сетки и катода в зависимости от напряжения защитной сетки пентода.

висит от напряжения защитной сетки, так как это напряжение действует на электроны, вылетающие из катода, через две сетки, ослабляющие влияние защитной сетки во много раз.

При использовании триодной части пентода или включении пентода триодом расчеты проводятся с помощью соответствующих характеристик, снятых для данных случаев. Они не отличаются от характеристик обычного триода. Включение пентода триодом осуществляется путем соединения экранирующей сетки с анодом, а если защитная сетка имеет отдельный вывод, то и она соединяется с анодом.

Основные параметры пентода определяются точно так же, как и для тетрода, но только добавляется условие постоянства напряжения защитной сетки:

$$S = \frac{\Delta i_а}{\Delta u_{с1}} \text{ при } u_а = \text{const}; \; u_{с2} = \text{const}; \; u_{с3} = \text{const}; \tag{8-36}$$

$$R_i = \frac{\Delta u_а}{\Delta i_а} \text{ при } u_{с1} = \text{const}; \; u_{с2} = \text{const}; \; u_{с3} = \text{const}; \tag{8-37}$$

$$\mu = -\frac{\Delta u_а}{\Delta u_{с1}} \text{ при } i_а = \text{const}; \; u_{с2} = \text{const}; \; u_{с3} = \text{const}. \tag{8-38}$$

Проницаемость определяется при постоянстве катодного, а не анодного тока:

$$D = -\frac{\Delta u_{с1}}{\Delta u_а} \text{ при } i_к = \text{const}; \; u_{с2} = \text{const}; \; u_{с3} = \text{const}. \tag{8-39}$$

Параметры триодной части выражаются следующими формулами:

$$S_{тр} = \frac{\Delta i_{с2}}{\Delta u_{с1}} \text{ при } u_а = \text{const}; \; u_{с2} = \text{const}; \; u_{с3} = \text{const}; \tag{8-40}$$

$$R_{i\,тр} = \frac{\Delta u_{с2}}{\Delta i_{с2}} \text{ при } u_а = \text{const}; \; u_{с1} = \text{const}; \; u_{с3} = \text{const}; \tag{8-41}$$

$$\mu_{тр} = -\frac{\Delta u_{с2}}{\Delta u_{с1}} \text{ при } i_{с2} = \text{const}; \; u_а = \text{const}; \; u_{с3} = \text{const}. \tag{8-42}$$

От этих параметров сравнительно мало отличаются параметры пентода в триодном включении.

При использовании защитной сетки в качестве управляющей приходится вводить в расчеты крутизну и коэффициент усиления пентода по этой сетке:

$$S_з = \frac{\Delta i_а}{\Delta u_{с3}} \text{ при } u_а = \text{const}; \; u_{с1} = \text{const}; \; u_{с2} = \text{const}; \tag{8-43}$$

$$\mu_3 = -\frac{\Delta u_a}{\Delta u_{c3}} \text{ при } i_a = \text{const}; \ u_{c1} = \text{const}; \ u_{c2} = \text{const}. \tag{8-44}$$

Можно также рассматривать крутизну и коэффициент усиления по экранирующей сетке, но эти параметры не представляют интереса, так как экранирующая сетка не используется в качестве управляющей и напряжение на ней всегда бывает постоянным.

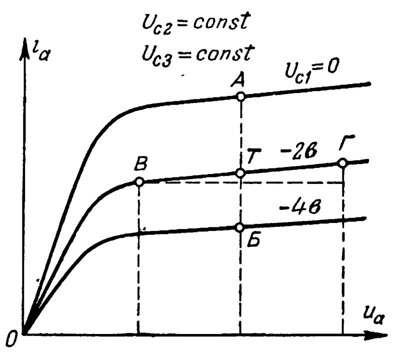


Рис. 8-21 Определение из анодных характеристик пентода параметров для заданной точки.

Нахождение параметров пентода из характеристик производится так же, как и для тетрода. На рис. 8-21 показано определение параметров из анодных характеристик для заданной точки *Т*. Крутизна определяется как отношение приращений анодного тока и сеточного напряжения, соответствующих точкам *А* и *Б*. Внутреннее сопротивление равно отношению приращений анодного напряжения и анодного тока между точками *В* и *Г*. К сожалению, величина R_i определяется с недостаточной точностью, так как приращение тока получается малым. Более точным является определение R_i методом касательной.

Зная для данной точки величины S и R_i, находим коэффициент усиления по формуле $\mu = SR_i$.

В рабочей области характеристик параметры S, R_i, μ имеют наибольшие значения, а в области *I* (рис. 8-17,*а*) при малых анодных напряжениях все эти параметры резко уменьшаются и приобретают значения, характерные для триода (рекомендуем проверить это самому читателю). Подобное изменение параметров вполне закономерно, так как в области *I* пентод работает как триод, в котором роль катода выполняет второе электронное облачко.

Рассмотрим междуэлектродные емкости в пентоде. Всего пентод имеет 10 междуэлектродных емкостей, показанных на рис. 8-22,*а*. Однако в усилительном каскаде экранирующая и защитная сетки обычно бывают для переменного тока замкнуты с катодом. Поэтому емкости $C_{c2.к}$,

$C_{с3.к}$ и $C_{с2.с3}$ также оказываются замкнутыми накоротко и их можно не рассматривать. Оставшиеся 7 емкостей показаны на эквивалентной схеме усилительного каскада на рис. 8-22,*б*. Из нее следует, что входная емкость пентода в статическом режиме, когда $R_а = 0$, составлена из четырех емкостей:

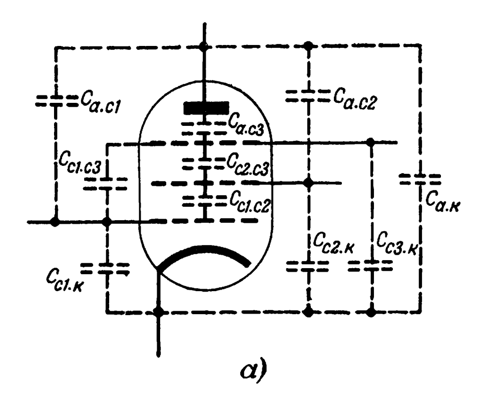
$$C_{вх} = C_{с1.к} + C_{с1.с2} + C_{с1.с3} + C_{а.с1}. \quad (8\text{-}45)$$

Но емкость $C_{а.с1}$ ничтожна и может не приниматься во внимание. В динамическом режиме вместо емкости $C_{а.с1}$ следует писать $C_{а.с1}(1 + K)$, но эта величина также очень мала, и поэтому практически

$$C_{вх.дин} \approx C_{вх} \approx C_{с1.к} + C_{с1.с2} + C_{с1.с3}. \quad (8\text{-}46)$$

Выходная емкость пентода равна:

$$C_{вых} = C_{а.к} + C_{а.с3} + C_{а.с2}. \quad (8\text{-}47)$$



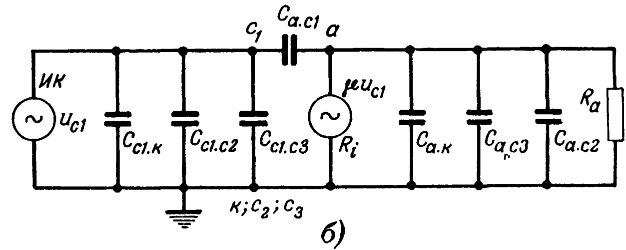


Рис. 8-22. Междуэлектродные емкости пентода (*а*) и полная эквивалентная схема усилительного каскада с пентодом (*б*).

8-10. УСТРОЙСТВО И РАБОТА ЛУЧЕВЫХ ТЕТРОДОВ

Несколько позднее пентодов были разработаны и получили большое распространение так называемые лучевые тетроды, в которых динатронный эффект устранен не с помощью добавочной сетки, а иным путем.

Лучевой тетрод по сравнению с обычным тетродом имеет следующие особенности конструкции. Увеличено расстояние между экранирующей сеткой и анодом. Управляющая и экранирующая сетки имеют одинаковое число витков, причем витки их расположены точно друг против

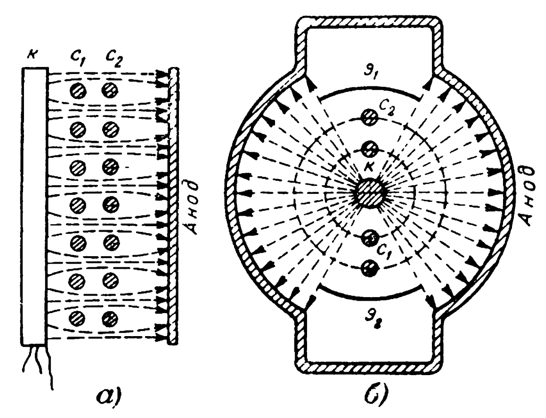


Рис. 8-23. Принцип устройства лучевого тетрода.

друга (рис. 8-23,*а*). Благодаря этому электроны летят от катода к аноду более плотными пучками («лучами»), как это показано на рис. 8-27,*а*. Для того чтобы они не летели в направлении траверс (держателей) сеток, имеются специальные экраны $э_1$ и $э_2$ (рис. 8-23,*б*), называемые иначе лучеобразующими пластинами. Они соединены с катодом и, следовательно, у них потенциал нулевой.

Общий вид электродов и изображение на схемах лучевого тетрода показаны на рис. 8,24,*а* и *б*. Иногда его изображают на схемах так же, как обычный тетрод, но это нежелательно.

В лучевом тетроде электроны летят к аноду только по направлениям, указанным на рис. 8-23 и 8-24,*а* пунктирными линиями, и в результате этого получаются значительно более плотные электронные потоки, нежели в обычном тетроде. Увеличение плотности тока влечет за собой соответствующее возрастание плотности объемного заряда в со-

ответствии с формулой $j=\rho v$. А увеличенная плотность объемного заряда в свою очередь вызывает понижение потенциала в пространстве.

Если напряжение на аноде ниже, чем на экранирующей сетке, то в обычном тетроде наблюдался бы динатронный эффект, а в лучевом тетроде распределение потенциала в промежутке экранирующая сетка—анод получается таким, что образуется потенциальный барьер для вторичных электронов.

На рис. 8-25,*б* показаны диаграммы распределения потенциала в этом промежутке для случая, когда $U_а < U_{с2}$.

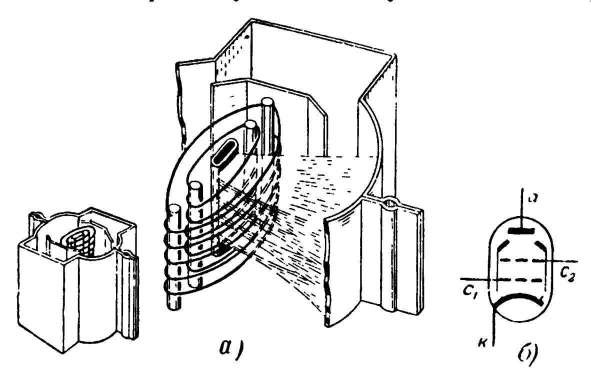
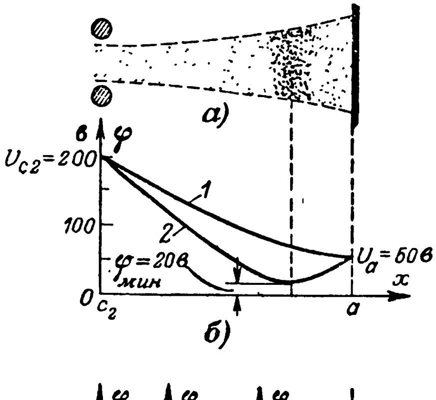


Рис. 8-24. Конструкция электродов лучевого тетрода (*а*) и его изображение на схемах (*б*).

Кривая *1* соответствует обычному тетроду, в котором плотность тока не достигает значительной величины. Эта же кривая может относиться и к лучевому тетроду, если ток в нем небольшой. В этих случаях понижение потенциала получается недостаточным для создания потенциального барьера. Зато кривая *2* для лучевого тетрода с нормальной величиной анодного тока показывает, что в данном режиме при $U_а=50$ *в* и $U_{с2}=200$ *в* создается потенциальный барьер «высотой» 30 *в* для вторичных электронов, выбитых с анода. На участке от минимума потенциала $\varphi_{мин}=20$ *в* до анода для вторичных электронов существует тормозящее поле, которое их останавливает и возвращает на анод. Вторичные электроны не могут преодолеть потенциальный барьер и попасть на экранирующую сетку, хотя на последней напряжение и выше, чем на аноде. В обычных тетродах экранирующая сетка делается бо-

лее густой, нежели управляющая, и она рассеивает электронные потоки. Такое же рассеивающее действие оказывают и траверсы сеток. Поэтому в обычных тетродах не получаются достаточно плотные электронные потоки, а следовательно, не создается потенциальный барьер для вторичных электронов



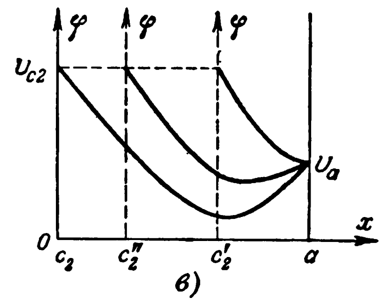


Рис. 8-25. Распределение электронов и потенциала в лучевом тетроде.

а — распределение электронов в одном электронном пучке лучевого тетрода; *б* — распределение потенциала в промежутке анод — экранирующая сетка лучевого тетрода (*1* — при малом анодном токе; *2* — при нормальном анодном токе); *в* — то же при различных расстояниях между анодом и экранирующей сеткой.

Следует заметить, что образованию потенциального барьера способствует не только большая плотность тока, достигнутая в лучевом тетроде, но и увеличенное расстояние между экранирующей сеткой и анодом. Чем больше это расстояние, тем больше электронов находится в данном промежутке. Их суммарный отрицательный заряд возрастает и понижение потенциала становится более значительным. Для иллюстрации этого на рис. 8-25,*в* показаны кривые распределения потенциала для трех различных расстояний между анодом и экранирующей сеткой.

Уничтожение динатронного эффекта можно также объяснить тем, что в области минимального потенциала в промежутке экранирующая сетка — анод лучевого тетрода образуются электронные облачка, которые выполняют роль защитной сетки. Действительно, если на экранирующей сетке напряжение выше, чем на аноде, то первичные электроны, пролетевшие сквозь эту сетку, испытывают торможение, замедляют свое движение и в некотором месте образуется скопление электронов (электронное

облачко). Вторичные электроны в свою очередь тормозятся этим облачком и также скапливаются примерно в том же месте, увеличивая плотность объемного заряда. Но возрастание объемного заряда способствует еще более сильному торможению первичных электронов. В результате облачко становится еще плотнее и т. д. Таким образом, создается довольно плотное электронное облачко (сгусток электронов). Конечно, оно не имеет резких границ, о чем наглядно говорят кривые распределения потенциала, показанные на рис. 8-25,*б* и *в*. Это также поясняет рис. 8-25,*а*, на котором показано распределение электронов в электронном луче.

Итак, в лучевом тетроде за счет его особой конструкции получены плотные электронные потоки («лучи»), которые образуют электронные облачка, действующие подобно защитной сетке пентода. Особенность лучевого тетрода заключается в том, что эти облачка образуются автоматически только тогда, когда они необходимы, т. е. когда есть опасность возникновения динатронного эффекта ($u_а < u_{с2}$). Если же $u_а > u_{с2}$, т. е. выполняется условие отсутствия динатронного эффекта, то электронные облачка не образуются, но они ведь в данном случае и не нужны.

Кроме устранения динатронного эффекта, достоинством лучевых тетродов по сравнению с обычными тетродами является значительно меньший ток экранирующей сетки. Как правило, он является бесполезным и его уменьшение весьма желательно. В лучевых тетродах электроны летят через просветы экранирующей сетки и почти не задерживаются ею. Поэтому ток экранирующей сетки составляет не более 5—7% анодного тока.

8-11. ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ЛУЧЕВЫХ ТЕТРОДОВ

Сеточные статические характеристики у лучевых тетродов имеют такой же вид, как у обычных тетродов (см. рис. 8-6). Но только для разных анодных напряжений они расположены несколько дальше друг от друга, поскольку экранирующая сетка у лучевых тетродов делается не очень густой.

Основными характеристиками лучевого тетрода, используемыми для практических расчетов, являются анодные характеристики (рис. 8-26). Они весьма похожи на характеристики пентодов, но имеют некоторые особенности.

Переход из области *I* в область *II* у лучевых тетродов совершается более резко. Это объясняется тем, что электронные облачка, образовавшиеся между экранирующей сеткой и анодом, находятся в лучевом тетроде под непосредственным воздействием поля анода, так как нет защитной сетки. Таким образом, в лучевом тетроде поле получается более равномерным, а в пентоде оно искажается защитной сеткой. С увеличением анодного напряжения в лучевом тетроде электронные облачка рассасываются одновременно во всех частях. При некотором значении u_a облачка исчезают и получается сразу переход в рабочую область. Следовательно, достоинством лучевого тетрода является расширение области *(II)* за счет сужения нерабочей области *(I)*.

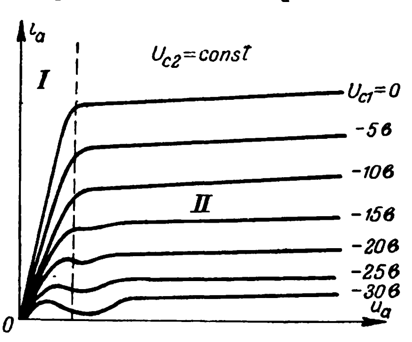


Рис. 8-26. Семейство анодных характеристик лучевого тетрода.

В последние годы для получения таких же улучшенных характеристик стали выпускать лучевые пентоды. У них сетки делаются подобно сеткам лучевого тетрода, и поэтому электроны летят по направлению к аноду лучами через просветы защитной сетки. Электронные облачка в них образуются только против просветов защитной сетки, а не за ее витками. Кроме того, у лучевых пентодов ток экранирующей сетки значительно меньше, чем у обычных пентодов.

Другой особенностью анодных характеристик лучевого тетрода является наличие динатронного эффекта при значительных отрицательных напряжениях на управляющей сетке. При этих напряжениях анодный ток имеет небольшую величину и плотность объемного заряда недостаточна для того, чтобы создать потенциальный барьер, задерживающий вторичные электроны.

Характеристики на рис. 8-26 показывают, что с уменьшением анодного тока динатронный эффект проявляется все сильнее и сильнее. Таким образом, в лучевых тетродах динатронный эффект не устраняется полностью, а проявляет себя при малых токах. К счастью, лампы, как правило, не работают при малых анодных напряжениях и малых

анодных токах, и поэтому динатронный эффект в лучевых тетродах практически не оказывает вредного влияния.

Остальные характеристики лучевых тетродов не имеют существенных особенностей по сравнению с характеристиками обычных тетродов и пентодов, и рассматривать их не имеет смысла.

Параметры лучевых тетродов определяются по тем же формулам, что и для обычных тетродов [см. формулы (8-16)—(8-24)]. Вследствие того что экранирующая сетка в лучевых тетродах делается не очень густой, коэффициент усиления у них может быть несколько ниже, чем у обычных тетродов. Очевидно, что в лучевых тетродах проницаемости обеих сеток примерно одинаковы, так как эти сетки имеют одинаковую густоту. Но управляющую сетку делают не очень густой, чтобы лампа имела «левые» сеточные характеристики. Следовательно, и экранирующая сетка также будет не очень густой. Если, например, проницаемости сеток в лучевом тетроде равны $D_1 = D_2 = 0{,}05$, то общая проницаемость $D = D_1 D_2 = 0{,}0025$ и коэффициент усиления примерно равен:

$$\mu = \frac{1}{D} = \frac{1}{0{,}0025} = 400.$$

В обычном тетроде экранирующая сетка может иметь меньшую проницаемость, за счет чего можно получить более высокое значение коэффициента усиления.

У современных лучевых тетродов μ обычно бывает порядка сотен. Внутреннее сопротивление имеет величину от десятков до сотен килоом. Крутизна получается такого же порядка, как и во всех других лампах, т. е. от единиц миллиампер на вольт для ламп малой и средней мощности до 10—30 *ма/в* для более мощных ламп. Определение параметров из характеристик лучевых тетродов производится совершенно так же, как и для пентодов. При переходе от области *II* в область *I* анодных характеристик величины S, R_i и μ лучевого тетрода резко уменьшаются.

Так же как и для обычных тетродов, можно рассматривать у лучевых тетродов параметры триодной части, параметры при триодном включении, а также крутизну и коэффициент усиления по экранирующей сетке. Формулы, определяющие эти параметры, остаются прежними [см. формулы (8-20)—(8-24)].

Междуэлектродные емкости у лучевых тетродов такие же, как у обычных тетродов. Только величина проходной

емкости получается несколько большей, так как экранирующая сетка у лучевых тетродов не столь густая.

Схема включения лучевого тетрода в усилительный каскад не отличается от приведенной выше схемы усилительного каскада с обычным тетродом (см. рис. 8-3). Напряжение на экранирующую сетку лучевого тетрода может быть подано как меньшее анодного (в каскадах сравнительно небольшой мощности), так и равное анодному или даже несколько большее (в более мощных каскадах). В последнем случае следует остерегаться выключать анодное напряжение или размыкать анодную цепь, оставляя полное напряжение на экранирующей сетке. В этом случае произойдет резкое возрастание тока экранирующей сетки и она может перегреться.

Во многих схемах, например в мощных каскадах усиления низкой частоты, лучевые тетроды могут с успехом заменять пентоды. В связи с этим иногда считают, что пентоды являются устаревшими лампами. Однако с этим нельзя согласиться. Лучевые тетроды по сравнению с пентодами имеют несколько лучшие характеристики и меньший ток экранирующей сетки. Но их изготовление сложнее, так как требуется очень точный монтаж сеток, и хотя они не имеют защитной сетки, но зато в них должны быть установлены экраны. Отсутствие защитной сетки делает лучевые тетроды менее универсальными лампами, так как эта сетка у пентодов используется в специальных схемах в качестве второй управляющей сетки. Кроме того, подавая на нее то или иное постоянное напряжение, можно изменять режим работы пентода. Наконец, следует помнить, что у пентодов получаются более высокий коэффициент усиления и меньшая проходная емкость. Имея в виду все сказанное, надо сделать вывод о том, что будут применяться и те и другие лампы, так как каждый тип ламп имеет свои достоинства и недостатки.

8-12. ДИНАМИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ТЕТРОДОВ И ПЕНТОДОВ

Все, что было сказано о динамических характеристиках и динамических параметрах триодов, остается в силе для тетродов и пентодов. Графический расчет работы тетродов и пентодов в динамическом режиме делают, как правило, с помощью анодных характеристик, так как построение динамической характеристики в семействе сеточных характеристик сделать трудно из-за близкого расположения статических характеристик.

Для получения максимальной полезной мощности и наименьших искажений сопротивление нагрузки $R_а$ у тетродов и пентодов приходится брать значительно меньшим их внутреннего сопротивления R_i. Необходимость этого показана на рис. 8-27, на котором изображены анодные динамические характеристики пентода для трех различных значений сопротивления нагрузки: $R_{а1}$, $R_{а2}$ и $R_а$. На

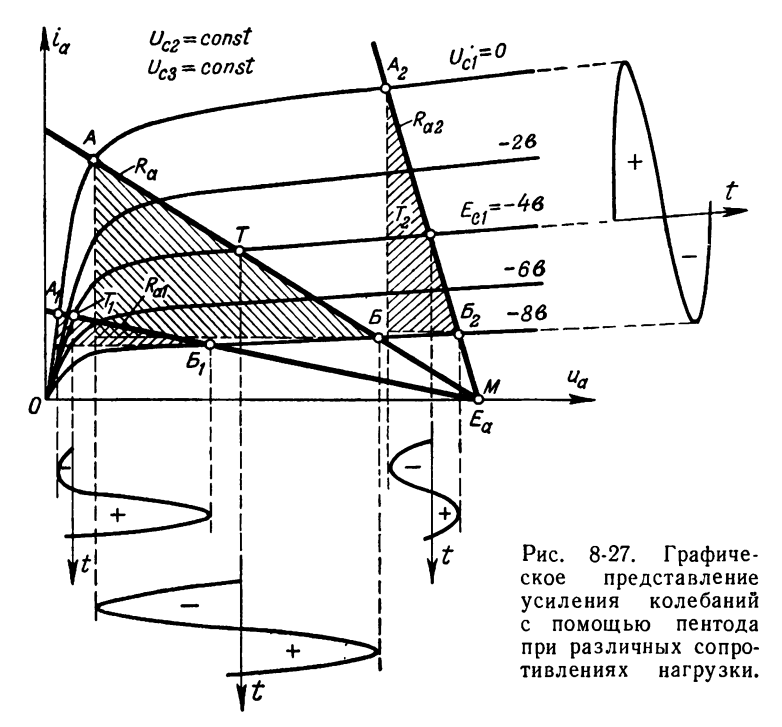


Рис. 8-27. Графическое представление усиления колебаний с помощью пентода при различных сопротивлениях нагрузки.

каждой характеристике указаны рабочая точка (T_1, T_2 и T), соответствующая одному и тому же сеточному смещению E_{c1}, и рабочий участок ($A_1Б_1$, $A_2Б_2$ и $AБ$), соответствующий переменному напряжению на сетке с одной и той же амплитудой 4*b*.

Сопротивление нагрузки $R_{а1}$ имеет величину одного порядка с нормальной величиной R_i пентода. Об этом свидетельствует примерно одинаковый наклон динамической характеристики и статических характеристик в области *II*. Для этого случая рабочий участок $A_1Б_1$ полу-

чается небольшим, так как он попадает в область *I* статических характеристик. Следовательно, малыми будут амплитуды первых гармоник переменных составляющих анодного тока и напряжения на нагрузочном сопротивлении ($I_{m\text{а}}$ и U_{mR}). Усиление по напряжению получается недостаточным, и полезная мощность также будет малой.

Величина полезной мощности характеризуется заштрихованным прямоугольным треугольником, у которого гипотенузой является рабочий участок $A_1Б_1$ (будем называть его треугольником мощности). Катеты этого треугольника в соответствующем масштабе равны удвоенным значениям амплитуд $I_{m\text{а}}$ и U_{mR}. Следовательно, площадь треугольника пропорциональна учетверенной полезной мощности. Для сопротивления $R_{\text{а}1}$ треугольник имеет малые размеры, что и свидетельствует о малой мощности.

Следует обратить внимание на то, что в данном режиме получаются большие нелинейные искажения. Действительно, верхняя часть рабочего участка T_1A_1 значительно меньше нижней части $T_1Б_1$. Поэтому положительная полуволна переменной составляющей анодного тока имеет меньшую амплитуду, нежели отрицательная полуволна, т. е. колебания анодного тока несинусоидальны.

Если взять сопротивление нагрузки слишком малым ($R_{\text{а}2}$), то длина рабочего участка $A_2Б_2$ возрастет по сравнению с предыдущим случаем. Амплитуда переменного анодного тока будет большей, но амплитуда переменного напряжения на выходе опять сравнительно невелика из-за того, что динамическая характеристика проходит очень круто. Полезная мощность стала большей (площадь треугольника увеличилась), но она не является максимально возможной. Кроме того, опять получаются значительные нелинейные искажения, но они имеют обратный характер. Верхняя часть T_2A_2 рабочего участка больше, нежели нижняя часть $T_2Б_2$. Это означает, что у переменной составляющей анодного тока амплитуда положительной полуволны больше, чем отрицательной (в первом случае было наоборот).

Совершенно очевидно, что можно подобрать такое наивыгоднейшее (оптимальное) значение сопротивления $R_{\text{а}}$, при котором рабочая точка будет делить рабочий участок пополам, и тогда нелинейные искажения станут наименьшими. Именно такому значению $R_{\text{а}}$ соответствует средняя динамическая характеристика на рис. 8-27. Для

ее рабочего участка отрезки *ТА* и *ТБ* равны и, следовательно, у переменной составляющей анодного тока обе полуволны имеют одинаковую амплитуду. Величина I_{ma} в данном случае лишь немного меньше, чем при сопротивлении R_{a2}. Зато величина U_{mR} получилась значительно большей, чем в предыдущих случаях. Поэтому и полезная мощность возросла. Об этом свидетельствует и увеличенная площадь треугольника мощности. Практически максимальная полезная мощность соответствует такому значению R_a, которое является наивыгоднейшим и с точки зрения получения минимальных нелинейных искажений.

Так как оптимальная динамическая характеристика для сопротивления R_a идет гораздо круче, нежели статические характеристики, то ясно, что R_a значительно меньше R_i. Для большинства современных пентодов и лучевых тетродов оптимальное нагрузочное сопротивление имеет значение

$$R_a = (0{,}05 \div 0{,}2)\,R_i$$

или

$$\alpha = 0{,}05 \div 0{,}2. \qquad (8\text{-}48)$$

В среднем можно считать, что R_a должно быть порядка $0{,}1R_i$. Напомним, что для триода наивыгоднейшее R_a выбирается порядка $(1 \div 2)\,R_i$ для получения наибольшей полезной мощности или порядка $(2 \div 4)\,R_i$ для усиления напряжения, причем необязательно его брать строго определенной величины. Для пентодов и лучевых тетродов существует вполне определенное наивыгоднейшее значение сопротивления R_a. При отклонении величины R_a от этого значения полезная мощность уменьшается, хотя и не очень резко, быстро возрастают нелинейные искажения. Это наглядно иллюстрируют графики на рис. 8-28, показывающие зависимость полезной мощности $P_\sim$ и коэффициента гармоник $k_г$ от коэффициента нагрузки α, равного отношению R_a/R_i.

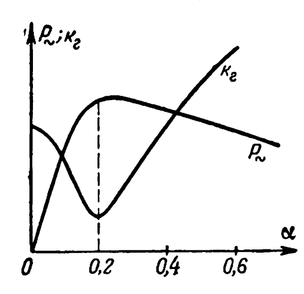


Рис. 8-28. Зависимость полезной мощности, отдаваемой пентодом, и коэффициента гармоник от коэффициента нагрузки.

Наивыгоднейшее положение динамической характеристики практиче-

ски определяют, так же как и для триода, путем подбора положения линейки, вращаемой вокруг точки на оси абсцисс, в которой $u_а = E_а$ (см. рис. 7-18).

Надо установить линейку так, чтобы статические характеристики, соответствующие выбранному смещению и концам рабочего участка, отсекали на линейке равные отрезки. После того как наивыгоднейшая динамическая характеристика проведена, находят значение $R_а$ путем деления $E_а$ на величину тока, соответствующего точке пересечения динамической характеристики с осью ординат.

Мы рассмотрели определение наивыгоднейшего режима пентода или лучевого тетрода в случае, когда сопротивление нагрузки имеет одну и ту же величину для постоянного и переменного токов. Как известно, в этом случае динамические характеристики для различных $R_а$ проходят через точку M. Если же сопротивление нагрузки $R_а$ имеет значительную величину только для переменной составляющей анодного тока, а для постоянного тока оно очень мало (случай усилителя с трансформатором или резонансным контуром), то динамические характеристики для различных $R_а$ все пересекаются в одной и той же рабочей точке T. Определение наивыгоднейшего режима в данном случае делают аналогичным путем, но только линейку надо вращать вокруг точки T и находить такое ее положение, при котором обе половины рабочего участка будут иметь одинаковую длину.

Некоторые расчеты иногда бывает необходимо делать с помощью сеточной динамической характеристики. Для пентодов и лучевых тетродов ее следует строить путем переноса анодной динамической характеристики в систему координат $i_а$, $u_{с1}$, как это показано на рис. 8-29.

Динамические параметры для тетродов и пентодов определяются по обычным формулам, которые были приведены для триодов:

$$S_д = \frac{SR_i}{R_а + R_i}, \text{ или } S_д = \frac{S}{1 + \alpha};$$

$$K = \mu_д = \frac{\mu R_а}{R_i + R_а}, \text{ или } K = \frac{\mu\alpha}{1 + \alpha}, \text{ или } K = S_д R_а.$$

Если учесть, что сопротивление нагрузки у тетродов и пентодов значительно меньше их внутреннего сопротивле-

ния, то в этих формулах можно пренебречь величиной $R_а$ по сравнению с R_i, и тогда получаем:

$$S_д \approx S \text{ и } K \approx SR_а. \qquad (8\text{-}49)$$

Таким образом, для пентодов и тетродов динамическая крутизна мало отличается от статической крутизны (к подобному выводу мы пришли уже раньше, рассматривая статические сеточные характеристики этих ламп), а коэффициент усиления каскада приближенно пропорционален крутизне. Следовательно, чем выше крутизна пентода или

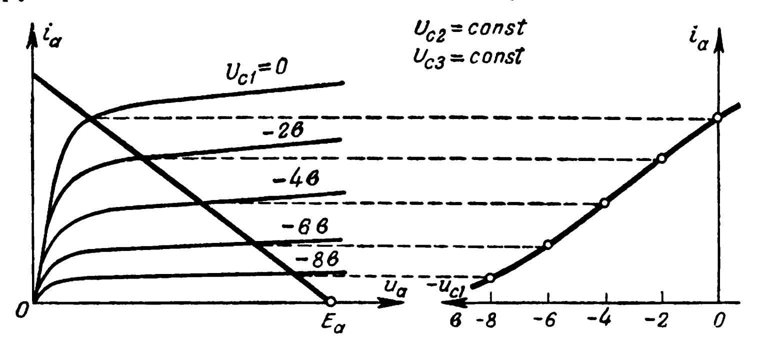


Рис. 8-29. Перенос динамической характеристики из одной системы координат в другую.

тетрода, тем большее усиление можно от него получить. Формула (8-49) дает, конечно, несколько завышенное значение для K, но ввиду своей простоты она широко применяется для практических расчетов. Следует только помнить, что она пригодна лишь при условии $R_а \ll R_i$. Для триодов, у которых $R_а$ одного порядка с R_i, этой формулой пользоваться нельзя. При расчете усиления по формуле (8-49) удобно S выражать, как обычно, в миллиамперах на вольт, а $R_а$ — в килоомах. Например, если $S = 2$ *ма/в* и $R_а = 100$ *ком*, то $K = 2 \cdot 100 = 200$.

8-13. ЛАМПЫ С УДЛИНЕННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

Большое усиление, даваемое пентодами в каскадах усиления высокой частоты приемников, полезно только при приеме слабых сигналов, а для приема сильных сигналов, например от местных радиостанций, при таком большом усилении создаются значительные нелинейные искажения.

Для осуществления удобной регулировки величины усиления в зависимости от силы принимаемых сигналов некоторые типы пентодов, предназначенных для усиления высокой частоты в радиоприемниках, делают со специальной формой характеристики, показанной на рис. 8-30,*а*. У нее нижний изгиб сильно удлинен. Эти лампы называют лампами с удлиненной характеристикой [1].

Подобная форма характеристики достигается тем, что управляющую сетку делают с переменной густотой. Обычно средняя часть сетки на небольшом участке редкая, а остальная ее часть — густая (рис. 8-30,*б*).

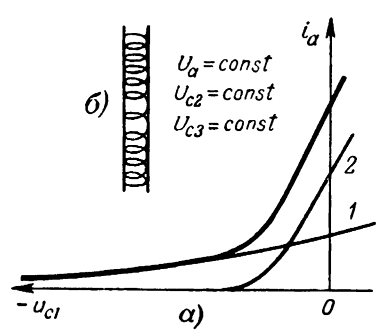


Рис. 8-30. Характеристика (*а*) и принцип устройства сетки (*б*) лампы с удлиненной характеристикой.

Тогда при больших отрицательных смещениях на сетке лампа на участках густой сетки запирается и работает только на участке редкой сетки. Для этого участка лампа обладает характеристикой, показанной на рис. 8-30,*а* кривой *1*. Она имеет малую крутизну, но большое значение напряжения запирания. Анодный ток лампы сравнительно невелик, так как он создается с небольшой части поверхности катода. Вследствие малого значения крутизны коэффициент усиления каскада, равный $k = SR_а$, также будет малым.

При небольших отрицательных напряжениях на сетке работают все ее участки, причем средний редкий участок играет уже второстепенную роль, а главное влияние на анодный ток оказывают участки густой сетки. Для этих участков характеристика лампы выражается кривой *2*, имеющей значительную крутизну, но сравнительно небольшое напряжение запирания. Большая крутизна обеспечивает высокий коэффициент усиления каскада. Анодный ток для кривой *2* получается гораздо бо́льшим, так как он создается эмиссией с большей части поверхности катода.

---

[1] Иногда их также называют лампами типа «варимю» или лампами с переменной крутизной. Последнее не очень удачно, так как у всех ламп крутизна для разных участков характеристик различна.

Характеристика всей лампы, показанная на рис. 8-30,*а* более жирной линией, построена путем сложения токов, определяемых кривыми *1* и *2*.

Для приема слабых сигналов рабочая точка устанавливается на крутом участке характеристики (точка T_1 на рис. 8-31), а для приема сильных сигналов отрицательное сеточное смещение увеличивается и рабочая точка будет расположена на участке с малой крутизной (точка T_2). В результате колебания анодного тока в обоих случаях

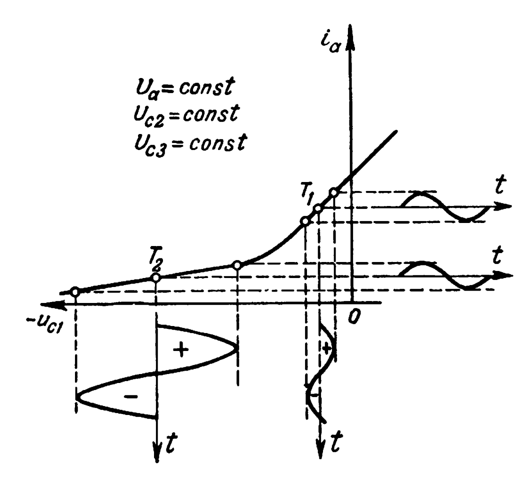


Рис. 8-31. Получение различных усилений при помощи лампы с удлиненной характеристикой.

получаются примерно одинаковыми, что и показано на рис. 8-31.

Таким образом, при применении ламп с удлиненной характеристикой можно получить прием сигналов различной силы примерно с одной и той же громкостью, а также предотвратить возникновение искажений от перегрузки приемника слишком сильными сигналами.

Установление рабочей точки на нужном участке характеристики производится в приемниках автоматически. Более сильные сигналы после детектирования (выпрямления) создают постоянное напряжение, которое подается в качестве сеточного смещения на лампы с удлиненной характеристикой и сдвигает рабочую точку на участок характеристики с малой крутизной. Подобная система называется

автоматической регулировкой усиления (АРУ)* и широко применяется в современных радиоприемниках.

8-14. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ТЕТРОДОВ И ПЕНТОДОВ

Тетроды обычного типа (нелучевые) в настоящее время применяются мало. Среди приемно-усилительных ламп выпускается лишь один тетрод 6Э5П (буква Э принята для обозначения приемно-усилительных тетродов). В числе мощных модуляторных ламп, предназначенных для работы в импульсном режиме, имеются тетроды ГМИ-83, ГМИ-89 и ГМИ-90. Мощными генераторными тетродами являются лампы ГУ-27А и ГУ-27Б. Иногда еще встречаются генераторные тетроды старых типов. К ним относятся тетрод малогабаритной серии СБ-245 для маломощных передатчиков, а также лампы ГКЭ-100, ГКЭ-500 и ГКЭ-1000 (буква Э означает наличие экранирующей сетки, а число — полезную мощность в ваттах).

Лучевые тетроды широко применяются в качестве более мощных ламп для усилителей низкой частоты, генераторов и передатчиков. Маломощные лучевые тетроды не выпускаются, так как при малых анодных токах в этих лампах не получается устранение динатронного эффекта (см. § 8-11). Наибольшее распространение в усилителях низкой частоты получили лучевые тетроды 2П1П, 2П2П, 6П3С, 6П6С, 6П1П, 6П7С, 6П13С, 6П20С, 30П1С. Буква П в системе наименований приемно-усилительных ламп принята для обозначения мощных пентодов и лучевых тетродов, предназначенных главным образом для выходных каскадов усилителей низкой частоты. Эта же буква иногда используется для обозначения генераторных лучевых тетродов и пентодов сравнительно небольшой мощности. Перечисленные выше лучевые тетроды часто применяются в генераторах высокой частоты.

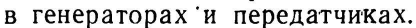
Специальными генераторными лампами являются 2П9М, Г-807, ГУ-13 и двойные лучевые тетроды ГУ-29, ГУ-32 и ГИ-30. В последних лампах, внешний вид которых показан на рис. 8-32, сделан общий вывод от экранирующих сеток обоих тетродов, причем для уменьшения вредного влияния индуктивности этого вывода внутри лампы

---

* Иначе ее называют автоматической регулировкой чувствительности (АРЧ) или автоматической регулировкой громкости (АРГ).

имеется конденсатор, соединяющий экранирующую сетку с катодом.

Пентоды являются наиболее распространенными лампами. В группе приемно-усилительных пентодов различают маломощные лампы, предназначенные для работы на высоких и низких частотах, и более мощные — для усилителей низкой частоты. Большую группу составляют специальные генераторные пентоды. Приемно-усилительные пентоды также нередко используются в генераторах и передатчиках.



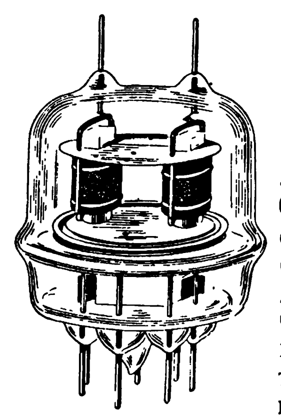


Рис. 8-32. Генераторный двойной лучевой тетрод.

Высокочастотные пентоды имеют в обозначении букву Ж, если характеристика у них нормальная (например, 6Ж4), и букву К в случае удлиненной характеристики (например, 6К3). Такие пентоды более старых конструкций имели вывод управляющей сетки на верху баллона, а вывод анода — на цоколе. Это обеспечивало значительное уменьшение проходной емкости, но было неудобно для монтажа, так как для подключения управляющей сетки к схеме приходилось применять специальные экранированные проводники, присоединяемые к верхнему контакту на баллоне лампы. Значительно удобнее выпускающиеся сейчас одноцокольные лампы, в которых все электроды имеют выводы на цоколе. При этом анод и управляющая сетка присоединены к диаметрально противоположным штырькам, а внутри цоколя и в его ключе имеется металлический экран, соединенный с баллоном, если последний металлический (рис. 8-33,*а*). В этих лампах проходная емкость получается также весьма малой.

Наиболее часто используются следующие высокочастотные пентоды.

Пальчиковые: с катодом прямого накала — 1К1П, 1К2П, 2Ж27П; с катодом косвенного накала — 6Ж1П, 6Ж2П, 6Ж3П, 6Ж4П, 6Ж5П, 6Ж9П, 6Ж10П, 6Ж11П, 6К1П, 6К4П.

Миниатюрные: с катодом прямого накала—06Ж6Б, 1Ж17Б, 1Ж18Б, 1Ж24Б, 2Ж14Б, 2Ж15Б; с катодом косвенного накала — 6Ж1Б, 6Ж2Б, 6Ж5Б, 6Ж9Б, 6Ж10Б, 6К1Б.

Одноцокольные металлические с катодом косвенного накала — 6Ж3, 6Ж4, 6Ж8, 6К3, 6К4.

С замковым цоколем: с катодом прямого накала — 2Ж27Л; с катодом косвенного накала — 4Ж1Л и 12Ж1Л.

К более старым типам, применяющимся еще сейчас, относятся следующие пентоды.

С выводом управляющей сетки на верху баллона: 6Ж7, 6Ж6С, 6К7, 6К9С (все с катодом косвенного накала).

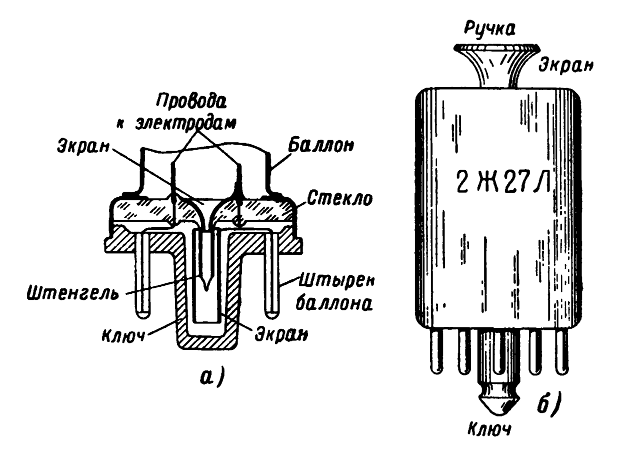


Рис. 8-33. Выводы от электродов в одноцокольной высокочастотной лампе (*а*) и внешний вид лампы с замковым цоколем (*б*).

«Желуди» с катодом косвенного накала — 6Ж1Ж и 6К1Ж.

Малогабаритные с катодом прямого накала — 2Ж2М и 2К2М.

У ламп с замковым цоколем (рис. 8-33,*б*) стеклянный баллон обычно заключен в сплошной металлический экран. Выводы от электродов сделаны в виде восьми штырьков, впаянных в утолщенное стеклянное основание баллона. Для этих штырьков в нижнем донышке экрана имеются отверстия. Направляющий металлический ключ представляет одно целое с экраном. На этом ключе сделан замок (канавка). Когда лампа вставляется в гнездо, специальные пружины заскакивают в замок и прочно удерживают лампу, не давая ей вывалиться из гнезда при сотрясениях.

Металлический ключ служит также экраном для уменьшения проходной емкости. Чтобы удобнее было вставлять лампу в гнездо и вынимать ее, имеется специальная ручка. Малогабаритные пентоды 2Ж2М и 2К2М имеют на стеклянном баллоне слой металла, играющий роль экрана и соединенный с одним из штырьков цоколя.

Низкочастотные пентоды, предназначенные для оконечных каскадов усилителей, в отличие от высокочастотных пентодов не делались с выводом на верху балло-

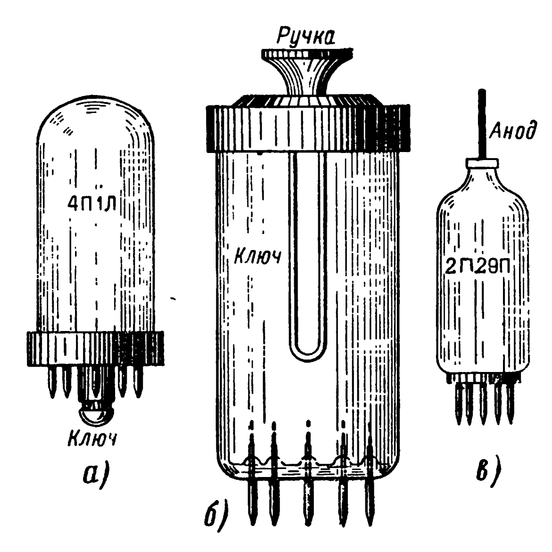


Рис. 8-34. Внешний вид генераторных пентодов 4П1Л (*а*), ГУ-15 или ГУ-50 (*б*) и 2П29П (*в*).

на. Все их электроды выведены на цоколь без особой экранировки, так как небольшая емкость между анодом и сеткой не оказывает заметного влияния на работу усилителя низкой частоты. К пентодам этого типа относятся следующие: с катодом прямого накала — 06П2Б, 1П2Б, 1П3Б, 1П4Б; с катодом косвенного накала — 6П9, 6П14П, 6П15П, 6П18П и 6Ф6С (последний является устаревшим). Иногда применяются еще и выпускавшиеся раньше малогабаритные пентоды с катодом прямого накала СБ-244 (или СО-244) и СБ-258 (или СО-258).

Генераторные пентоды. Большое распространение получили генераторные пентоды небольшой мощности

с катодом прямого накала 1П22Б, 2П5Б, 2П19Б, 2П29Л, 2П29П и 4П1Л. В малогабаритной серии выпускался также пентод для передатчиков малой мощности СО-257. Для передатчиков средней и большой мощности предназначены генераторные пентоды ГУ-15, ГУ-50, ГУ-72, ГУ-80, ГК-71, ГИ-8.

На рис. 8-34 показан внешний вид некоторых пентодов, а на рис. 8-35 изображен мощный импульсный пентод ГИ-8. Лампы ГУ-15 и ГУ-50 (рис. 8-34,*б*) имеют стеклянный баллон с выводами от электродов в виде штырьков, впаянных в утолщенное стеклянное донышко баллона. Ключ для правильного включения лампы в гнездо сделан в виде продольной выпуклости на баллоне. В верхней части баллон снабжен металлической крышкой с ручкой. Некоторые генераторные пентоды имеют вывод от средней точки нити накала. Это позволяет применять для питания накала источники с разными напряжениями в зависимости от включения половинок нити последовательно или параллельно. У всех генераторных пентодов сделан вывод от защитной сетки, так как в телеграфных передатчиках иногда на эту сетку подают некоторое положительное напряжение для увеличения полезной мощности, а в телефонных передатчиках ее используют для модуляции.

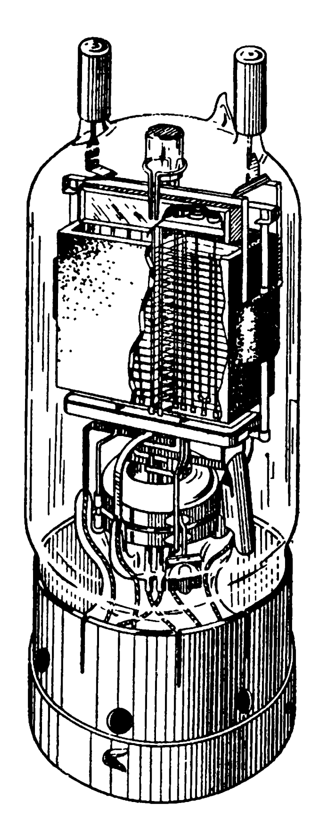


Рис. 8-35. Мощный импульсный генераторный пентод ГИ-8.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

ЧАСТОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЕ, КОМБИНИРОВАННЫЕ И СПЕЦИАЛЬНЫЕ ЛАМПЫ

9-1. ПРИНЦИП ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ

В современной радиоэлектронной аппаратуре очень часто с помощью электронных ламп совершается преобразование частоты электрических колебаний. Особенно важное значение этот процесс имеет в радиоприемных устройствах.

Строго говоря, преобразованием частоты является любое изменение ее. Например, выпрямление переменного тока можно отнести к преобразованию частоты, так как переменный ток с некоторой частотой f превращается в постоянный ток, т. е. ток с частотой, равной нулю. Генерирование колебаний также является преобразованием частоты, поскольку в генераторах обычно энергия постоянного тока, т. е. тока с частотой, равной нулю, преобразуется в энергию переменного тока нужной частоты. Однако в данной главе мы будем понимать преобразование частоты более узко как процесс превращения колебаний одной частоты, не равной нулю, в колебания другой частоты, имеющей любое нужное значение, но также не равной нулю.

В самом общем виде процесс преобразования частоты происходит так, как показано на блок-схеме на рис. 9-1. Преобразователь частоты представляет собой устройство с нелинейными свойствами. К нему подводятся переменное синусоидальное напряжение u_1 с частотой f_1, которую нужно преобразовать, и синусоидальное напряжение u_2 с частотой f_2 от вспомогательного генератора, обычно называемого гетеродином. На выходе преобразователя получается колебание с новой частотой $f_{пр}$.

Если бы преобразователь частоты имел линейную характеристику, то в нем произошло бы просто сложение двух колебаний и в результате получились бы биения,

т. е. сложное колебание, у которого частота менялась бы в некоторых пределах около среднего значения, равного

$$f_{\text{ср}}=\frac{f_1+f_2}{2},$$

а амплитуда изменялась бы с частотой, равной разности f_2-f_1 (рис. 9-2,*в*). Такие биения не содержат составляющего колебания с какой-либо новой частотой. Но если подвергнуть биения детектированию (выпрямлению), то вследствие нелинейности этого процесса возникнет составляющая с новой частотой f_2-f_1, которую можно назвать **преобразованной частотой** $f_{\text{пр}}$ (рис. 9-2,*г*). Следовательно, для процесса преобразования частоты принципиально необходимо наличие нелинейного элемента, например в виде детектора.

Вследствие нелинейности преобразователя частоты в нем обычно получается

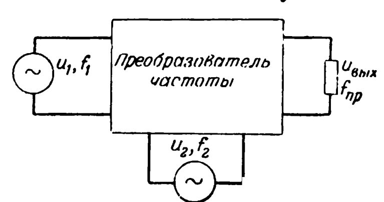


Рис. 9-1. Блок-схема преобразователя частоты.

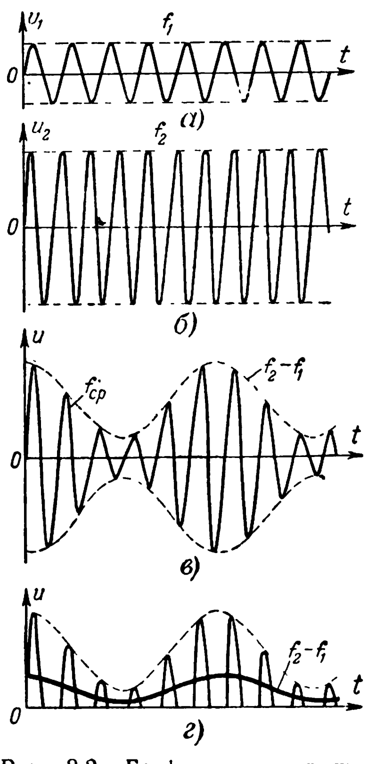


Рис. 9-2. Графики, поясняющие процесс преобразования частоты.

сложное колебание, имеющее составляющие многих различных частот. Эти частоты выражаются общей формулой

$$f=\pm(mf_1\pm nf_2), \tag{9-1}$$

где m и n — любые целые числа, включая нуль, а знаки + и — следует брать так, чтобы частота f всегда была положительной. При $m=n=0$ получается $f=0$. Это означает,

что на выходе преобразователя частоты имеется постоянная составляющая. Полагая $m=1$ и $n=0$ или $m=0$ и $n=1$, получим, что составляющие с частотами f_1 и f_2 также имеются в выходном напряжении. Значению $m=n=1$ соответствуют уже новые частоты: разностная f_1-f_2 и суммарная f_1+f_2. Именно одна из этих частот обычно используется в качестве новой преобразованной частоты.

Другие значения m и n также соответствуют новым частотам, например при $m=2$, $n=1$ и $m=1$, $n=2$ получим:

$$f=2f_1 \pm f_2 \text{ и } f=f_1 \pm 2f_2.$$

Все эти новые частоты, представляющие собой некоторые комбинации частот f_1 и f_2 и их гармоник, называются комбинационными частотами. Выбирая подходящее значение вспомогательной частоты f_2, можно получить, вообще говоря, любое необходимое значение новой преобразованной частоты.

В числе новых частот, очевидно, содержатся и гармоники первоначальных колебаний, имеющие частоты $2f_1$, $3f_1$, $4f_1 \ldots$ и $2f_2$, $3f_2$, $4f_2 \ldots$ Однако они могли бы быть получены более просто путем нелинейного искажения одного из подводимых напряжений. Наличие двух напряжений для возникновения гармоник необязательно.

Как правило, амплитуды комбинационных колебаний (и гармоник) тем меньше, чем выше значения m и n. Поэтому в большинстве случаев в качестве колебания новой (преобразованной) частоты используют разностную или суммарную частоту (f_1-f_2 или f_1+f_2). Комбинационные частоты более высокого порядка применяются сравнительно редко.

В радиоприемных устройствах и радиоизмерительных приборах чаще всего используется разностная частота, причем вспомогательная частота f_2 (частота гетеродина) обычно бывает выше, чем преобразуемая частота f_1. Такое соотношение между частотами является единственно возможным в случае, если новая частота $f_{пр}$ должна быть выше частоты f_1. Кроме того, если преобразование осуществляется не на одной частоте, а в диапазоне частот, то при $f_2 > f_1$ приходится обеспечивать меньшее относительное изменение частоты f_2, что облегчает устройство и налаживание гетеродина. Например, если f_1 изменяется от 500 до 1 000 *кгц* и необходимо получить новую частоту $f_{пр} = 250$ *кгц*, то, выбрав частоту гетеродина f_2 ниже f_1, при-

дется ее изменять в пределах от 500—250 = 250 *кгц* до 1 000—250 = 750 *кгц*, т. е. в 3 раза. Но если установить $f_2 > f_1$, то частоту f_2 надо будет изменять от 500 + 250 = = 750 *кгц* до 1 000 + 250 = 1 250 *кгц*, т. е. меньше чем в 2 раза.

В дальнейшем мы будем подразумевать под новой преобразованной частотой $f_{пр}$ разностную частоту. Ее обычно называют промежуточной частотой. Такое название сложилось исторически потому, что в радиоприемниках супергетеродинного типа принимаемые колебания высокой частоты f преобразовывались в колебания более низкой частоты $f_{пр}$, а затем эти колебания с помощью обычного детектора преобразовывались в колебания звуковой частоты F. Частота $f_{пр}$ всегда являлась высокой, но поскольку она была ниже f и выше F, то ее и назвали промежуточной. В современных приемниках $f_{пр}$ часто бывает выше частоты приходящих сигналов f, и поэтому термин «промежуточная частота» лучше понимать в том смысле, что каскады усиления колебаний с частотой $f_{пр}$ всегда расположены в схеме приемника между каскадами усиления колебаний с частотой f и каскадами усиления низкой частоты.

9-2. ЛАМПЫ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ

Для преобразования частоты могут быть применены любые нелинейные приборы, в частности любые лампы. Так, например, в приемниках для дециметровых и сантиметровых волн в преобразователях частоты успешно работают диоды, а также кристаллические детекторы. Триоды широко используются для преобразования частоты в диапазонах дециметровых и метровых волн.

Преобразование осуществляется следующим образом. К лампе подводят напряжения с частотами f_1 и f_2. Тогда анодный ток лампы будет пульсировать одновременно с этими двумя частотами. Вследствие нелинейных свойств лампы в анодном токе появляются составляющие с комбинационными частотами. На одну из этих частот, обычно на разностную $f_{пр} = f_2 - f_1$, настроен колебательный контур, включенный в цепь пульсирующего анодного тока в качестве нагрузочного сопротивления. Поскольку этот контур имеет большое сопротивление только для тока резонансной частоты, на нем получается усиленное напряже-

ние практически только с частотой $f_{пр}$. Таким образом, контур служит для выделения колебаний промежуточной частоты. Принципиальные схемы преобразования частоты с помощью диода и триода показаны на рис. 9-3.

Важной проблемой при построении схем преобразователей частоты является устранение нежелательной связи между цепями приходящих сигналов и цепями гетеродина. Обычно в тех и других цепях имеются настраивающиеся колебательные контуры. При наличии связи между ними получаются влияние одного контура на другой и нарушение правильной их настройки. Кроме того, сильные приходящие сигналы, например от местной станции, имеющие ча-

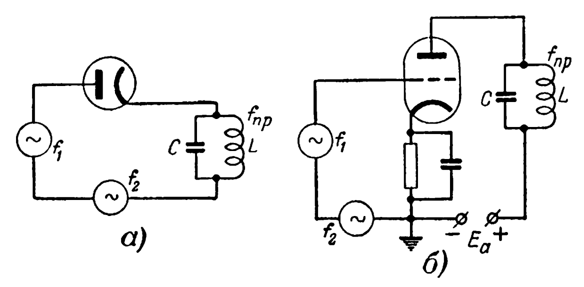


Рис. 9-3. Преобразование частоты с помощью диода (*а*) и с помощью триода (*б*).

стоту f_1, проникая благодаря этой связи в гетеродин, могут заставить последний генерировать колебания с той же частотой f_1, несмотря на то, что колебательный контур гетеродина настроен на иную частоту f_2, равную $f_1 + f_{пр}$. Но если частоты сигнала и вспомогательных колебаний от гетеродина одинаковы, то промежуточная частота равна нулю, т. е. преобразования частоты вообще не получится. Такое явление, называемое у в л е ч е н и е м или з а х в а т ы в а н и е м, или п р и н у д и т е л ь н о й с и н х р о н и з а ц и е й гетеродина приходящими сигналами, недопустимо.

В случае применения в преобразователе частоты диода устранить связь между цепями сигнала и гетеродина невозможно, так как напряжения сигнала и гетеродина вводятся в одну цепь (рис. 9-3,*а*). Однако в приемниках для сверхвысоких частот это не вызывает особых неприятностей, так как, во-первых, они обычно работают на одной частоте или в узком диапазоне частот, а, во-вторых, приходящие сигналы, как правило, очень слабы. Вместе с тем диоды являются более подходящими лампами для прием-

ников сверхвысоких частот, так как по сравнению с другими лампами они создают собственные шумы меньшего уровня и время пролета электронов от катода до анода, определяющее инерционные свойства лампы, у них получается малым.

При применении триода для преобразования частоты напряжения сигнала и гетеродина подаются в цепь сетки и это также приводит к появлению значительной связи между цепями сигнала и гетеродина (рис. 9-3,*б*). Подобный метод преобразования частоты носит название односеточного. Некоторое уменьшение вредной связи достигается подачей напряжения от гетеродина в цепь катода преобразовательной лампы. Кроме того, применяя для преобразования лампу с большой крутизной, можно уменьшить ее связь с гетеродином. Это создает возможность успешного применения триодов для преобразования частоты также на коротких и средних волнах. Но 10—20 лет назад, когда триоды имели малую крутизну и требовалась сравнительно сильная связь с гетеродином, триодные преобразователи на коротких и средних волнах работали плохо. Их применяли только на УКВ, так как они дают меньшие собственные шумы и у них меньше время пролета электродов, нежели у ламп с большим числом сеток.

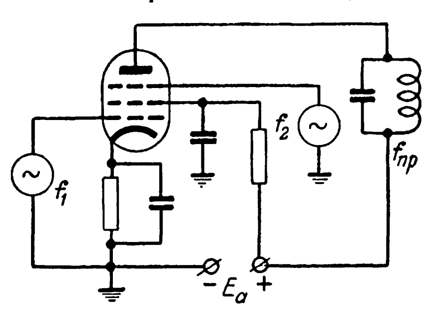


Рис. 9-4. Преобразование частоты с помощью пентода.

Значительное уменьшение вредной связи между цепями сигнала и гетеродина было достигнуто с помощью двухсеточного преобразования частоты, которое можно наиболее просто осуществить с пентодом (рис. 9-4). В этом случае напряжение сигнала с частотой f_1 подводится к управляющей сетке, а напряжение гетеродина с частотой f_2 — к защитной сетке, которая используется как вторая управляющая. Очевидно, если напряжение на этой сетке остается значительно ниже минимального напряжения на аноде, то она по-прежнему выполняет свои функции как защитная сетка. Благодаря экранирующей сетке достигается почти полное устранение паразитной емкостной связи между цепями сигнала и гетеродина.

Пентоды в настоящее время довольно часто применяются для преобразования частоты на метровых волнах, а также на коротких и — реже — на средних. Их недостатком является малая крутизна по защитной сетке, вследствие чего приходится подавать значительное напряжение от гетеродина. Для гетеродина пентод в данном случае работает как триод с малой крутизной и значительной проходной емкостью ($C_{а.с3}$). Иногда пентоды применяются также в схемах односеточных преобразователей.

Общим недостатком всех рассмотренных схем применения диодов, триодов, и пентодов для преобразования частоты является необходимость в отдельном гетеродине, который обычно работает на триоде или пентоде. Принято преобразователем частоты называть всю схему вместе с гетеродином. Лампу, в которой осуществляется преобразование частоты, при этом называют с м е с и т е л ь н о й, так как в ней происходят сложение («смешение») и детектирование двух колебаний с различными частотами. Каскад, работающий на этой лампе, называют с м е с и т е л е м. Таким образом, преобразователь частоты состоит из смесителя и гетеродина (иногда в приемниках их также называют соответственно первым детектором и первым гетеродином), в каждом из которых должна работать своя лампа.

Еще в 30-х годах были предложены специальные многоэлектродные лампы для преобразования частоты, которые имели две управляющие сетки и могли работать одновременно в смесителе и гетеродине, т. е. заменяли две лампы. Эти лампы получили большое распространение в приемниках средних и коротких волн, но на УКВ они работают плохо. В СССР основным типом таких частотопреобразовательных ламп явился г е п т о д, имеющий пять сеток и называвшийся раньше п е н т а г р и д о м.

Назначение сеток у современного гептода можно рассмотреть на простейшей схеме включения такой лампы в каскад преобразования частоты (рис. 9-5,*а*). Катод вместе с сетками *1* и *2* образует триод, входящий в схему гетеродина. Следовательно, сетка *1* является управляющей (ее обычно называют г е т е р о д и н н о й с е т к о й), а сетка *2* выполняет роль анода триода. Триодную часть гептода иногда называют г е т е р о д и н н о й ч а с т ь ю лампы. Сетка *2* одновременно служит экранирующей сеткой для устранения паразитной емкостной связи между сигнальной и гетеродинной частями лампы. Поскольку экранирующая сет-

ка по переменному току замыкается на общий минус через конденсатор достаточно большой емкости C, то схема гетеродина применяется с заземленным анодом. Такое название дано потому, что катушка L_2 контура гетеродина присоединена к катоду, сетке *1* и сетке *2* лампы в трех точках, а анод триодной части лампы (сетка *2*) заземлен по переменному напряжению. Конечно, возможны и другие варианты схемы гетеродина.

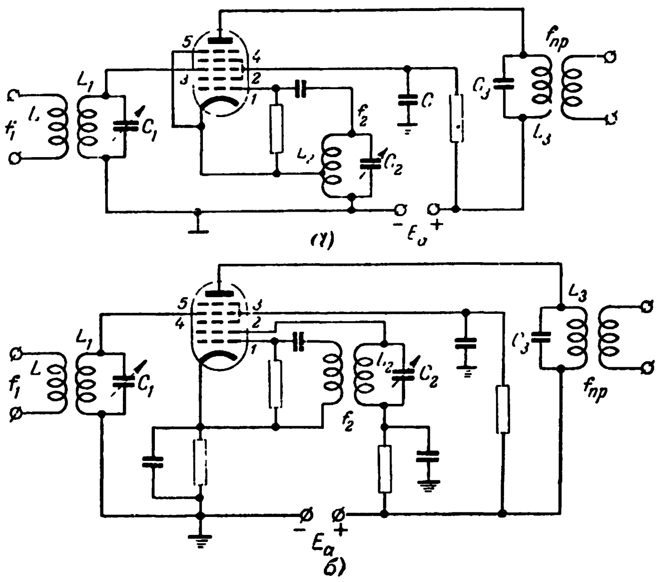


Рис. 9-5. Схемы преобразователей частоты с гептодом нового типа (*а*) и старого типа (*б*).

Второй управляющей является сетка *3*, на которую подается напряжение приходящих сигналов. Эту сетку называют с и г н а л ь н о й. Следующая сетка *4* работает как обычная экранирующая и служит для повышения коэффициента усиления лампы и уменьшения проходной емкости между анодом и сигнальной сеткой. Она внутри лампы соединена с сеткой *2*. И, наконец, сетка *5* — это защитная сетка для устранения динатронного эффекта.

Таким образом, сигнальная часть гептода данного типа является по существу пентодом. А всю лампу можно рассматривать как пентод, в который добавлены еще две сетки, расположенные около катода и образующие вместе с ка-

тодом триод для работы в гетеродине, причем сетка, выполняющая роль анода этого триода, одновременно служит и экранирующей сеткой, разделяющей сигнальную и гетеродинную части лампы.

Для обозначения частотопреобразовательных и смесительных ламп с двойным управлением принята буква А. К гептодам рассмотренного типа, получившим в настоящее время преимущественное распространение, относятся лампы с подогревным катодом 6А7, 6А10С и 6А2П и с катодом прямого накала 1А1П и 1А2П.

Встречаются гептоды-преобразователи более старого типа, показанные на схеме преобразователя частоты на рис. 9-5,*б*. В этих лампах сетки *1* и *2* вместе с катодом также образуют триод, работающий в гетеродине, но сетка *2* уже не является экранирующей, а выполняет только роль анода триодной части. Экранирующими служат соединенные друг с другом сетки *3* и *5*, причем сетка *5* — это обычная экранирующая, как у тетрода, а сетка *3* служит для устранения емкостной связи между цепями управляющих сеток. Сигнальной, т. е. второй управляющей, сеткой является сетка *4*. Таким образом, в данном гептоде смесительная часть аналогична тетроду (нет защитной сетки), а не пентоду. К лампам этого типа относятся 6А8 (с подогревным катодом) и СБ-242 или СО-242 (с катодом прямого накала).

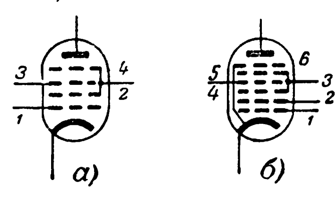


Рис. 9-6. Схематическое изображение гексода (*а*) и октода (*б*).

Гептоды-преобразователи могут также работать и как смесительные лампы. Тогда в гетеродине применяется отдельная лампа и колебания от него подаются на гетеродинную сетку гептода. Раньше выпускался специальный гептод-смеситель 6Л7, у которого сетки *1* и *3* — управляющие, *2* и *4* — экранирующие, а сетка *5* — защитная — была соединена внутри лампы с катодом.

В западноевропейских странах в качестве смесительной лампы иногда используется г е к с о д, имеющий четыре сетки (рис. 9-6,*а*). У него управляющими являются сетки *1* и *3*, а сетки *2* и *4* — экранирующие. Для преобразования частоты за рубежом довольно часто применяется также о к т о д, у которого число сеток равно шести (рис. 9-6,*б*). Первые пять из них выполняют такие же функции, как

у гептода (рис. 9-5,*б*), а шестая сетка — защитная, соединенная с катодом.

На рис. 9-7,*а* изображены схематически разрез цилиндрической системы электродов гептода 6А7 и траектории электронов в ней. Особенностью этой конструкции являются специальные собирающие пластины, соединенные с сеткой *2*. На них попадают электроны, не пролетающие через сетку *3* вследствие того, что ее напряжение отрицательно или равно нулю. Такие электроны образуют между сетками *2* и *3* второе электронное облачко, которое изме-

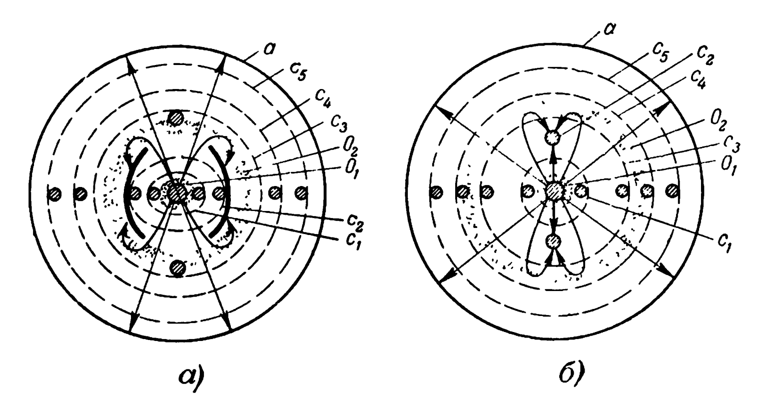


Рис. 9-7. Принцип устройства электродов гептода нового (*а*) и старого (*б*) типа (O_1 и O_2 — первое и второе электронные облачка).

няет свою плотность и свой объем при изменении напряжения на сигнальной сетке. Однако это сравнительно мало влияет на режим гетеродина, так как сетка *2* и собирающие пластины служат экраном, отделяющим гетеродинную часть лампы от сигнальной части. В результате гетеродин работает достаточно стабильно.

Гептод старого типа 6А8 имеет также цилиндрическую, но иную конструкцию, разрез которой показан на рис. 9-7,*б*. В ней сетка *2* (анод гетеродинной части) выполнена в виде двух стержней. Поэтому основное влияние на анодный ток гептода оказывает сетка *1*. Сигнальная сетка *4* имеет отрицательное смещение. Между ней и сеткой *3* образуется второе электронное облачко, из которого часть электронов возвращается и попадает на сетку *2*. Изменение напряжения на сетке *4* влияет на второе электронное облачко, а следовательно, и на количество электронов, попадающих

из облачка на сетку *2*, т. е. на анодный ток гетеродина, вызывая изменение его режима и нестабильность частоты. Это явление в лампе 6А8 особенно заметно при изменении смещения на ее сигнальной сетке для целей автоматической регулировки усиления. У лампы 6А7 и подобных ей новых гептодов такой недостаток наблюдается в значительно меньшей степени. Их достоинством является также наличие защитной сетки, благодаря которой увеличивается внутреннее сопротивление лампы. А при большом R_i можно применять в анодной цепи контуры с большим резонансным сопротивлением и получать соответственно более высокое усиление.

Все же у гептодов при работе на волнах короче 20 *м* стабильность частоты гетеродина оказывается недостаточной и приходится применять гетеродин с отдельной лампой, т. е. использовать гептод только в качестве смесительной, а не преобразовательной лампы. Кроме того, на таких коротких волнах эффективность работы гептодов вообще ухудшается. Это объясняется следующим явлением. Второе электронное облачко изменяется с частотой гетеродина и благодаря электростатической индукции возбуждает в цепи сигнальной сетки ток с частотой гетеродина, который на контуре, включенном в цепь этой сетки, создает падение напряжения. При обычном соотношении частот гетеродина и сигнала $f_г > f_с$ такое напряжение, возникшее на сигнальной сетке с частотой $f_г$, оказывается в противофазе с напряжением на гетеродинной сетке. За счет этого снижается эффективность влияния гетеродинного напряжения и уменьшается крутизна преобразования. Поэтому на более коротких волнах лучшие результаты дают пентоды и триоды в схеме односеточного преобразования.

9-3. ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ЧАСТОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ЛАМП

Все многосеточные частотопреобразовательные лампы имеют экранирующую сетку и представляют собой пентоды или тетроды, в которые добавлены еще сетки, образующие триодную или гетеродинную часть. Поэтому по своим характеристикам и параметрам эти лампы аналогичны обычным пентодам и тетродам, а по характеристикам и параметрам триодной части—обычным триодам. Но вместе с тем частотопреобразовательные лампы имеют дополнительные характеристики и параметры, которые обусловле-

ны наличием двух управляющих сеток, предназначенных для двойного управления анодным током.

На рис. 9-8 показаны два семейства статических сеточных характеристик анодного тока для гептода Они справедливы и для любой другой лампы с двумя управляющими сетками, в частности для пентода, у которого защит-

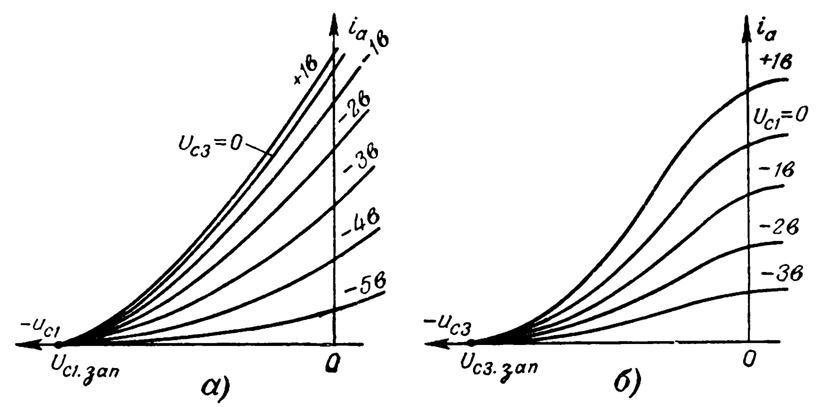


Рис. 9-8. Семейство сеточных характеристик анодного тока гептода.

ная сетка используется как вторая управляющая. Первое семейство дает зависимость анодного тока от напряжения на гетеродинной (первой) сетке u_{c1} при различных значениях напряжения на сигнальной (третьей) сетке u_{c3} и постоянных напряжениях всех остальных электродов. Оно представляет собой пучок кривых, выходящих примерно из одной и той же точки Это объясняется тем, что запирающее напряжение по первой сетке, как и в обычных лампах с экранирующей сеткой, приближенно зависит только от напряжения этой последней сетки:

$$U_{c1.зап} \approx -D_1 U_{c2}, \qquad (9\text{-}2)$$

где D_1 — проницаемость первой сетки.

Характеристики показывают, что ток анода растет при изменении в положительную сторону напряжений обеих управляющих сеток. Крутизна характеристики по первой сетке $S_1 = \frac{\Delta i_a}{\Delta u_{c1}}$ тем больше, чем выше напряжение на сетке *3*. Однако рост анодного тока и крутизны

S_1 замедляется при приближении напряжения u_{c3} к нулю и практически прекращается, когда это напряжение становится положительным. Такое явление объясняется различным характером процесса управления анодным током сетками *1* и *3*.

Если напряжение u_{c1} изменяется в положительную сторону, то все большее количество электронов уходит из первого электронного облачка, имеющегося около катода. Соответственно растут анодный ток, ток экранирующей сетки и катодный ток. Иначе говоря, сетка *1* действует как обычная управляющая сетка. А сетка *3*, находясь за экранирующей сеткой *2*, действует на второе электронное облачко, которое образуется между сетками *2* и *3*, при условии, что напряжение u_{c3} отрицательно. Это облачко играет роль катода для смесительной (пентодной) части гептода.

При изменении напряжения u_{c3} происходит перераспределение общего катодного тока между анодом и сеткой *2*. Если изменять напряжение сетки *3* в положительную сторону, то второе электронное облачко будет рассасываться и все больше электронов полетит сквозь эту сетку к аноду, т. е. ток анода возрастет. Но зато соответственно меньше электронов из второго облачка станет возвращаться на сетку *2* и ее ток уменьшится. Общий катодный ток при этом остается почти неизменным. Однако такое перераспределение токов практически прекращается при $u_{c3} \geqslant 0$, так как тогда второе электронное облачко полностью рассасывается. Поэтому изменение положительного напряжения на сетке *3* уже почти не увеличивает анодный ток.

Семейство характеристик на рис. 9-8,*б* аналогично предыдущему, но только в нем напряжения u_{c1} и u_{c3} поменялись местами. Кривые здесь также все выходят примерно из одной точки. Это объясняется тем, что для сетки *3* катодом является второе электронное облачко и запирающее напряжение $U_{c3.зап}$ практически определяется только величиной напряжения экранирующей сетки U_{c4} и не зависит от напряжений на других электродах:

$$U_{c3\,зап} \approx -D_3 U_{c4}, \tag{9-3}$$

где D_3 — проницаемость сетки *3*.

Различие в процессе управления, рассмотренное выше, хорошо видно и на данном семействе характеристик. При

приближении напряжения U_{c3} к нулю и дальнейшем его увеличении анодный ток перестает возрастать. Но зато изменение напряжения u_{c1} в области положительных его значений дает изменение анодного тока и крутизны по третьей сетке $S_3 = \frac{\Delta i_a}{\Delta u_{c3}}$, которая тем больше, чем больше напряжение сетки *1*.

Таким образом, двухсеточное управление анодным током сводится к тому, что изменение напряжения на одной из управляющих сеток изменяет крутизну характеристики по другой управляющей сетке. Именно такое изменение крутизны — основного параметра лампы, характеризующего управляющее действие данной сетки, — под влиянием изменения напряжения другой управляющей сетки создает у лампы нелинейные свойства, необходимые для осуществления преобразования частоты.

Процесс преобразования частоты можно приближенно показать с помощью семейства статических характеристик гептода, как это сделано на рис. 9-9. Рассмотрение этого процесса без построения динамических характеристик возможно, так как колебательный контур, включенный в анодную цепь, настроен на промежуточную частоту и на частотах сигнала и гетеродина он имеет малое сопротивление, т. е. для колебаний этих частот лампа работает в статическом режиме. Для примера взяты следующие значения напряжений: смещение на сигнальной сетке — 3 *в*, смещение на гетеродинной сетке — 4 *в*, а амплитуды переменных

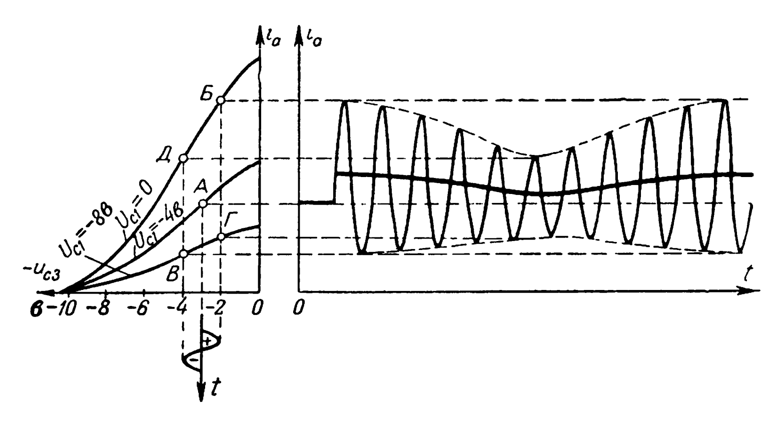


Рис. 9-9. Графическое представление процесса двухсеточного преобразования частоты.

напряжений на этих сетках — соответственно 1 и 4 *в*. Начальная рабочая точка обозначена буквой *А*.

Под влиянием изменения напряжения u_{c3} ток анода изменяется по характеристике $i_a = f(u_{c3})$ с частотой сигнала, но вследствие того что при этом изменяется напряжение u_{c1}, сама характеристика качается с частотой гетеродина от одного крайнего положения, соответствующего $u_{c1} = 0$, до другого, при котором $u_{c1} = -8$ *в*.

Так как напряжения u_{c1} и u_{c3} имеют разные частоты, то они в некоторые моменты совпадают по фазе, а в некоторые другие моменты будут в противоположных фазах. В момент совпадения фаз положительные полуволны напряжений u_{c1} и u_{c3}, действуя совместно, дадут увеличение анодного тока до точки *Б*, а отрицательные полуволны уменьшат его до точки *В*. Амплитуда у положительной полуволны переменной составляющей анодного тока в этом случае гораздо больше, чем у отрицательной полуволны, как это показано на графике тока справа.

По прошествии некоторого количества колебаний наступит момент, когда фазы напряжений u_{c1} и u_{c3} станут противоположными. Тогда положительная полуволна напряжения u_{c3} будет действовать одновременно с отрицательной полуволной напряжения u_{c1} и анодный ток уменьшится до точки *Г*. Аналогично этому при отрицательной полуволне u_{c3} действует положительная полуволна u_{c1}, и анодный ток возрастет до точки *Д*. На рис. 9-9 справа от характеристик показаны колебания анодного тока между двумя рассмотренными моментами и далее до следующего момента совпадения фаз. В анодном токе получились биения несимметричной формы и имеется слагающая, пульсирующая с промежуточной частотой $f_{пр}$, равной разности частот напряжений u_{c1} и u_{c3}. Эта пульсация показана на графике жирной линией.

Важнейшим параметром, характеризующим частотопреобразовательные лампы, является **крутизна преобразования** $S_{пр}$, представляющая собой отношение амплитуды первой гармоники переменной составляющей промежуточной частоты, полученной в анодном токе ($I_{ma.\,пр}$), к амплитуде напряжения сигнала (U_{mc}):

$$S_{пр} = \frac{I_{ma.\,пр}}{U_{mc}} \qquad (9\text{-}4)$$

при условии, что амплитуда напряжения гетеродина $U_{m\text{г}}$ имеет определенную величину, а напряжения на остальных сетках и аноде постоянны.

Величина $S_{\text{пр}}$ тем больше, чем больше амплитуда напряжения гетеродина. Это легко усмотреть из рис. 9-9. Если $U_{m\text{г}}=0$, то никакого преобразования частоты не получится, а будет происходить просто усиление напряжения сигнала. В этом случае $I_{m\text{а. пр}}=0$ и $S_{\text{пр}}=0$. Чем больше амплитуда $U_{m\text{г}}$, тем с бо́льшим размахом качается характеристика $i_{\text{а}}=f(u_{\text{с}3})$ и тем больше получится $I_{m\text{а. пр}}$. Кроме того, $S_{\text{пр}}$ зависит также и от свойств самой лампы. У разных ламп сетка 1 может различно влиять на крутизну S_3. Чем сильнее это влияние, тем с большей амплитудой качается характеристика лампы, и тем выше значение крутизны преобразования. Вообще $S_{\text{пр}}$ получается значительно меньшей, чем обычная крутизна S_3, и у современных гептодов составляет десятые доли миллиампера на вольт.

Если сопротивление анодного резонансного контура для тока промежуточной частоты обозначить $R_{\text{а}}$, то усиленное напряжение этой частоты на контуре равно $U_{mR}=$ $=I_{m\text{а. пр}}R_{\text{а}}$. Отсюда следует, что коэффициент усиления частотопреобразовательного каскада K выражается так:

$$K=\frac{U_{mR}}{U_{m\text{с}}}=\frac{I_{m\text{а. пр}}R_{\text{а}}}{U_{m\text{с}}}=S_{\text{пр}}R_{\text{а}}. \qquad (9\text{-}5)$$

Практически $R_{\text{а}}$ может составлять десятки килоом, и поэтому усиление каскада также достигает нескольких десятков.

Процесс преобразования можно также рассмотреть с помощью элементарных математических соотношений. Анодный ток гептода (или другой частотопреобразовательной лампы с двойным управлением) можно записать в следующем виде:

$$i_{\text{а}}=I_{\text{а}0}+S_1U_{m\text{г}}\sin\omega_{\text{г}}t+S_3U_{m\text{с}}\sin\omega_{\text{с}}t, \qquad (9\text{-}6)$$

где $I_{\text{а}0}$ — ток покоя, определяемый положением начальной рабочей точки, которая установлена смещениями $E_{\text{с}1}$ и $E_{\text{с}2}$; S_1 — крутизна по первой (гетеродинной) сетке, а остальные обозначения — прежние. Крутизна S_3, как мы

знаем, зависит от напряжения первой сетки. Примем для упрощения, что эта зависимость линейна (рис. 9-10). Подчеркнем еще раз, что при этом лампа все же является нелинейным прибором. Если бы значения S_1 и S_3 были постоянными, то нелинейность отсутствовала бы.

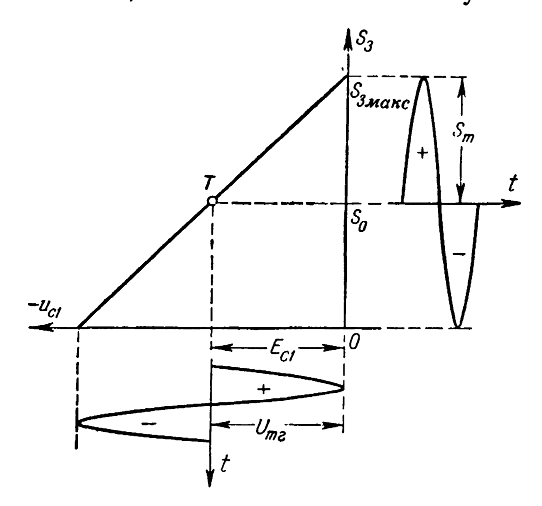


Рис. 9-10. Изменение крутизны при преобразовании частоты.

Но само изменение S_3 под влиянием u_{c1} обусловливает нелинейность.

Величину S_3 можно выразить следующим образом:

$$S_3 = S_0 + S_m \sin \omega_г t, \tag{9-7}$$

где S_0 — значение крутизны S_3 в режиме покоя и S_m — амплитуда изменения крутизны. Подставив это значение S_3 в уравнение (9-6), получим:

$$i_а = I_{а0} + S_1 U_{mг} \sin \omega_г t + (S_0 + S_m \sin \omega_г t) U_{mc} \sin \omega_c t =$$
$$= I_{а0} + S_1 U_{mг} \sin \omega_г t + S_0 U_{mc} \sin \omega_c t +$$
$$+ S_m U_{mc} \sin \omega_г t \sin \omega_c t. \tag{9-8}$$

Произведение синусов можно преобразовать по известной тригонометрической формуле:

$$\sin \alpha \cdot \sin \beta = \frac{1}{2} \cos(\alpha - \beta) - \frac{1}{2} \cos(\alpha + \beta).$$

Тогда выражение для тока примет вид:

$$i_a = I_{a0} + S_1 U_{m\text{г}} \sin \omega_\text{г} t + S_0 U_{m\text{с}} \sin \omega_\text{с} t +$$
$$+ \frac{1}{2} S_m U_{m\text{с}} \cos(\omega_\text{г} - \omega_\text{с}) t - \frac{1}{2} S_m U_{m\text{с}} \cos(\omega_\text{г} + \omega_\text{с}) t. \qquad (9\text{-}9)$$

Таким образом, за счет нелинейности лампы, заключающейся в том, что крутизна $S_з$ изменяется при изменении u_{c1}, в анодном токе, помимо постоянной составляющей и составляющих с частотами гетеродина и сигнала, возникли переменные составляющие с новыми частотами: разностной и суммарной. Если бы мы учли, что в действительности зависимость $S_з$ от u_{c1} нелинейна, а также нелинейны сами характеристики лампы $i_a = f(u_{c3})$ и $i_a = f(u_{c1})$, то получались бы еще составляющие с более сложными комбинационными частотами. Но математический анализ тогда был бы гораздо сложнее. Практически, конечно, всегда получаются колебания со многими различными комбинационными частотами.

В уравнении (9-9) амплитуды токов разностной и суммарной частот получились одинаковыми и равными

$$I_{m\text{а.пр.}} = \frac{1}{2} S_m U_{m\text{с}}. \qquad (9\text{-}10)$$

Величину S_m можно выразить через амплитуду напряжения гетеродина $U_{m\text{г}}$ и крутизну характеристики $S_з = f(u_{c1})$. Последняя величина обозначается $k_\text{пр}$ и называется коэффициентом преобразования. Она представляет собой „крутизну крутизны", т. е. отношение изменения крутизны $\Delta S_з$ к изменению напряжения первой сетки Δu_{c1}:

$$k_\text{пр} = \frac{\Delta S_з}{\Delta u_{c1}} = \frac{\Delta i_a}{\Delta u_{c3} \Delta u_{c1}} \left[\frac{ма}{в^2}\right]. \qquad (9\text{-}11)$$

Коэффициент преобразования, очевидно, показывает изменение крутизны $S_з$ на 1 *в* изменения напряжения u_{c1}. Из определения этого коэффициента следует, что

$$S_m = k_\text{пр} U_{m\text{г}}. \qquad (9\text{-}12)$$

Следовательно,

$$I_{m\text{а.пр}} = \frac{1}{2} k_\text{пр} U_{m\text{г}} U_{m\text{с}}. \qquad (9\text{-}13)$$

Как видно, ток промежуточной частоты пропорционален $k_{пр}$ и амплитуде $U_{m\,г}$. Разделив обе части равенства (9-13) на $U_{m\,с}$, получим:

$$S_{пр}=\frac{1}{2}k_{пр}U_{m\,г}. \qquad (9\text{-}14)$$

Если не допускать возникновения токов гетеродинной сетки и отсечки части колебаний анодного тока за счет запирания лампы по сетке *1*, то для получения наибольшего изменения крутизны следует рабочую точку *Т* установить так, как показано на рис. 9-10, и выбрать $U_{m\,г}=$ $=E_{c1}$. Тогда получим:

$$S_m=S_0=\frac{1}{2}S_{3\,макс} \text{ и } S_{пр}=\frac{1}{2}S_0=\frac{1}{4}S_{3\,макс}. \qquad (9\text{-}15)$$

Таким образом, и в этом случае получается максимальная крутизна преобразования, не превышающая 25% максимального значения крутизны $S_{3\,макс}$, или 50% значения крутизны в рабочей точке, соответствующей $S_0=\frac{1}{2}S_{3\,макс}$.

При этом работа лампы уже происходит частично на нижнем изгибе. За счет его нелинейности возникают заметные комбинационные колебания высших порядков. Дальнейшее увеличение амплитуды $U_{mг}$, при котором лампа уже будет работать с токами сетки и с отсечкой анодного тока, может несколько увеличить крутизну преобразования, но вместе с тем возрастут и амплитуды дополнительных комбинационных колебаний.

Следует отметить, что многие частотопреобразовательные лампы имеют удлиненные характеристики для того, чтобы можно было осуществить автоматическую регулировку усиления преобразовательного каскада. Однако при приеме сильных сигналов, когда происходит смещение рабочей точки на нижние нелинейные участки характеристики, резко возрастают амплитуды различных ненужных комбинационных колебаний, которые могут быть причинами возникновения помех в приемнике.

9-4. КОМБИНИРОВАННЫЕ И СПЕЦИАЛЬНЫЕ ПРИЕМНО-УСИЛИТЕЛЬНЫЕ ЛАМПЫ

В современной радиоэлектронной аппаратуре широко используются комбинированные лампы, у которых в одном баллоне помещены две, а иногда три или четыре лам-

пы, имеющие свои отдельные системы электродов. Применение таких ламп уменьшает габариты аппаратуры и упрощает ее монтаж. На схематических изображениях комбинированных ламп для упрощения часто показывают только один подогреватель и один катод. Во многих лампах, особенно предназначенных для работы на высоких частотах, ставятся экраны, разделяющие отдельные системы электродов и устраняющие паразитную емкостную связь между ними.

По существующей системе для комбинированных ламп в качестве второго элемента обозначения, помимо указанных ранее букв X (двойной диод) и Н (двойной триод),

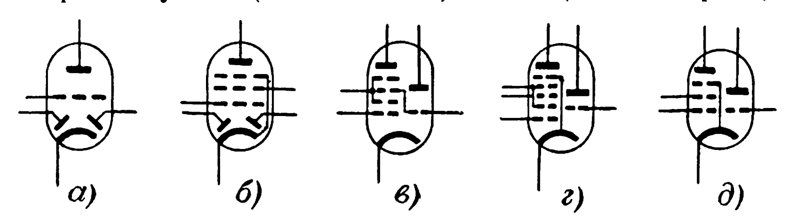


Рис. 9-11. Схематические изображения различных комбинированных ламп.

а — двойной диод-триод; *б* — двойной диод-пентод; *в* — триод-гексод; *г* — триод-гептод; *д* — триод-пентод.

применяются следующие буквы: Г — триод с одним или несколькими диодами, Б — пентод с одним или несколькими диодами, Ф — триод-пентод, И — триод-гептод.

Принципиально возможны самые различные комбинации ламп. Двойные диоды, триоды и тетроды уже были рассмотрены в предыдущих главах. Триод с диодами представляет собой комбинацию диодов, используемых главным образом для детектирования, и триода, обычно усиливающего колебания низкой частоты. Наиболее часто применяются двойные диод-триоды (рис. 9-11,*а*) 6Г7, 6Г1, 6Г2, 12Г1, 12Г2, а также тройной диод-триод 6Г3П.

К пентодам с диодами относятся двойной диод-пентод 6Б8 (рис. 9-11,*б*) и диод-пентоды 1Б1П и 1Б2П. У них диоды также служат большей частью для детектирования, а пентод — для усиления низкой частоты, реже — для усиления промежуточной частоты или для каких-либо других целей.

Триод-гексод (рис. 9-11,*в*) и триод-гептод (рис. 9-11,*г*) являются лампами для преобразования частоты; триод используется в гетеродине, а гексод или гептод служит в ка-

честве смесительной лампы. Достоинством таких ламп по сравнению с рассмотренными ранее частотопреобразовательными лампами является наличие отдельных электронных потоков у гетеродинной и смесительной частей. Это обеспечивает более стабильную работу гетеродина и позволяет получить более высокую крутизну преобразования. В на-

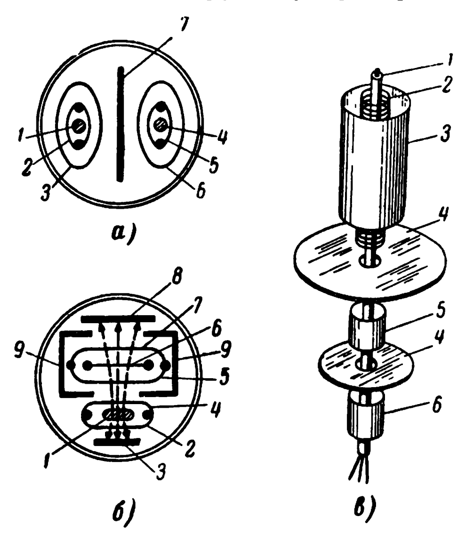


Рис. 9-12. Принцип конструкции некоторых комбинированных ламп.

а — двойной триод (*1* и *4* — катоды; *2* и *5* — сетки; *3* и *6* — аноды; *7* — экран); *б* — триод-гексод (*1* — катод; *2* и *3* — сетка и анод триода; *4*, *5*, *6*, *7* и *8* — сетки и анод гексода; *9* — экраны); *в* — двойной диод-триод (*1* — катод; *2* и *3* — сетка и анод триода, *5* и *6* — аноды диодов; *4* — экраны).

стоящее время выпускается пальчиковый триод-гептод 6И1П с общим выводом от катодов.

Триод-пентод (рис. 9-11,*д*) имеет весьма разнообразное применение. Триод используется для усиления низкой частоты или в гетеродине частотопреобразовательного каскада, а пентод — в усилителе низкой или промежуточной частоты или в смесителе. Могут быть и другие случаи использования этой лампы. Выпускающийся сейчас триод-пентод 6Ф1П имеет отдельные выводы от катодов. Применение его в преобразователе частоты позволяет получить $S_{пр} = 2$ *ма/в*.

Конструктивные выполнения электродов комбинированных ламп бывают различными. Часто встречается конструкция в виде отдельных электродных систем, разделенных экраном (рис. 9-12,*а*). В некоторых лампах имеется общий катод, и электронные потоки, идушие с разных его сторон, используются каждый в своей системе электродов (рис. 9-12,*б*).

Возможна также установка вдоль общего катода электродных систем с разделительными экранами (рис. 9-12,*в*).

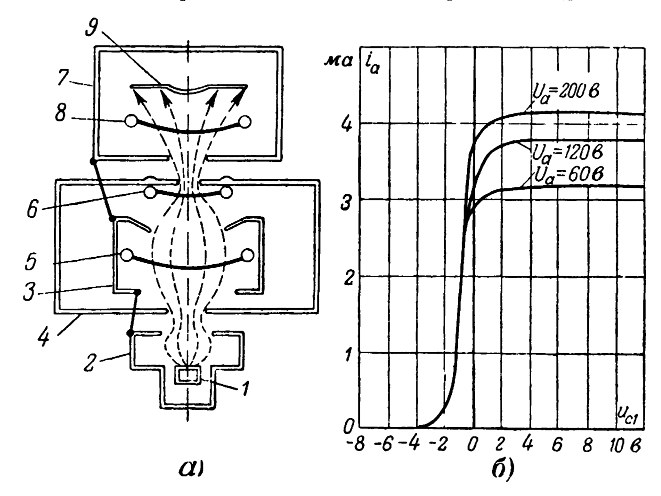


Рис. 9-13. Устройство лучевой лампы с двойным управлением (*а*) и ее сеточные характеристики анодного тока (*б*).

Новой приемно-усилительной лампой является лучевая лампа с двойным управлением 6А3П. Она предназначена главным образом для амплитудных ограничителей, детекторов частотно- и фазово-модулированных сигналов и каскадов совпадений импульсов электронно-счетных машин.

Схематический поперечный разрез электродной системы лампы 6А3П дан на рис. 9-13,*а*. Катод *1* находится внутри первого фокусирующего электрода *2*, который электрически соединен также со вторым фокусирующим электродом *3* и экраном анода *7*. Все эти электроды имеют потенциал катода и общий вывод. Основную скорость электронам придает ускоряющий электрод (ускоритель) *4*, с которым соединена экранирующая (вторая) сетка *6*. Первая управляющая сетка *5* находится внутри второго фокусирующего

электрода, а вторая управляющая сетка *8*, являющаяся третьей, считая от катода, находится перед анодом *9* и вместе с последним окружена экраном. Напряжение анода, ускорителя и экранирующей сетки порядка 75 *в*.

Вся система электродов формирует поток электронов в виде пучка (луча), который попадает частично на анод и частично на экранирующую сетку. При этом на управляющие сетки попадает очень небольшая часть электронов. Токи этих сеток даже при напряжении на них + 10 *в* не превышают 500 *мка* для первой сетки и 300 *мка* для третьей. Сеточные характеристики, показывающие зависимость анодного тока от напряжения первой сетки, изображены на рис. 9-13,*б*. Из них видно, что лампа запирается при u_{c1} = — 4 *в* независимо от величины анодного напряжения, а при положительных напряжениях на сетке анодный ток почти не изменяется.

Заслуживает внимания выпущенная в Западной Европе девятиэлектродная лампа с семью сетками, получившая название эннод (а также эннеод или ноннод). Она предназначена для работы в качестве ограничителя и детектора частотно-модулированных сигналов в приемниках.

9-5. СОБСТВЕННЫЕ ШУМЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП

У всех электронных ламп наблюдаются флуктуации, т. е. небольшие беспорядочные изменения тока анода и токов в цепях других электродов. При приеме и усилении слабых сигналов эти флуктуации являются помехой. Они ограничивают возможность увеличения чувствительности современных радиоприемников и других радиоэлектронных устройств, служащих для обнаруживания, усиления и измерения слабых электрических сигналов. Так как при слуховом приеме флуктуации проявляют себя в виде непрерывного шороха, то их назвали шумами. Это название применяют и в случаях, когда сигналы не преобразуются в звуки.

Имеется несколько причин, вызывающих собственные шумы ламп. Одна из них — это флуктуации термоэлектронной эмиссии катода, расмотренные в § 3-7. Кроме того, большую роль играют флуктуации вторичной электронной эмиссии с различных электродов лампы, беспорядочное тепловое движение электронов в объемном заряде, такое же движение ионов, появляющихся вследствие несовершенства вакуума, а также флуктуации процесса

распределения общего электронного потока между отдельными положительно заряженными электродами лампы. Поскольку шумы имеют своей причиной беспорядочные тепловые движения, то с повышением температуры они усиливаются. Обычно все величины, характеризующие шумовые свойства ламп, принято определять при комнатной температуре.

Таким образом, анодный ток лампы, помимо постоянной составляющей, всегда имеет шумовую переменную составляющую. Теоретически доказано и экспериментально подтверждено, что этот шумовой ток представляет собой сумму переменных синусоидальных составляющих с одинаковыми амплитудами и всеми возможными частотами от нуля до сверхвысоких частот. Но любой усилитель (или другое устройство) пропускает колебания только в определенном диапазоне частот. Поэтому практически на выходе усилителя всегда воспринимается лишь некоторая часть этих составляющих шума, которая тем больше, чем шире полоса частот колебаний, пропускаемых усилителем, $П_{пр}$.

Для диода, работающего в режиме насыщения, действующее значение реально наблюдаемого шумового тока $I_ш$ определяется по формуле

$$I_ш = \sqrt{2eI_sП_{пр}}, \tag{9-16}$$

где e — заряд электрона, I_s — ток насыщения и $П_{пр}$ — полоса частот колебаний, пропускаемых тем устройством, с помощью которого наблюдается или измеряется шумовой ток.

В режиме ограничения тока объемным зарядом шумовой ток уменьшается вследствие того, что увеличение объемного заряда (электронного облака) около катода снижает флуктуации анодного тока. Так как шумовой ток диода, работающего в режиме насыщения, легко определяется по приведенной выше формуле, то в качестве генераторов шумов для испытания тех или иных радиоэлектронных устройств применяют специальные шумовые диоды (например, диод 2Д3Б).

Чтобы можно было сравнивать между собой различные лампы по шумовым свойствам и рассчитывать создаваемые лампами шумы, пользуются специальными шумовыми параметрами: эквивалентным напряжением шумов $U_{ш.э}$ и эквивалентным сопротивлением шумов

лампы $R_{ш.э}$, введенными на основании следующих соображений.

Будем считать, что сама лампа не шумит, а создает шум за счет усиления некоторого шумового напряжения, подведенного к ее сетке. Такое напряжение обычно указывают для шумов, наблюдаемых при полосе частот пропускаемых колебаний 1 *кгц*, и называют его эквивалентным напряжением шумов лампы. У большинства ламп $U_{ш.э}$ составляет доли микровольта. Для какой-либо другой полосы $П_{пр}$, выраженной в килогерцах, шумовое напряжение будет в $\sqrt{П_{пр}}$ раз больше, чем $U_{ш.э}$.

Понятие об эквивалентном сопротивлении шумов лампы связано с тем, что на концах всякого сопротивления всегда получается напряжение шумов за счет электрических флуктуаций, происходящих в этом сопротивлении. Беспорядочное тепловое движение электронов создает непрерывное изменение электрического состояния любого проводника. Действующее значение шумового напряжения $U_ш$, возникающего при комнатной температуре на концах сопротивления R, равно:

$$U_ш \approx \frac{1}{8}\sqrt{RП_{пр}}, \qquad (9\text{-}17)$$

где $U_ш$ выражено в микровольтах, R — в килоомах и $П_{пр}$ — в килогерцах.

При возрастании температуры это напряжение возрастает. Можно представить себе, что эквивалентное напряжение шумов $U_{ш.э}$ создается некоторым эквивалентным сопротивлением шумов $R_{ш.э}$, включенным в цепь сетки данной лампы. Так как $U_{ш.э}$ определяется при $П_{пр} = 1$ *кгц*, то зависимость между $U_{ш.э}$ в микровольтах и $R_{ш.э}$ в килоомах в соответствии с формулой (9-17) можно написать так:

$$U_{ш.э} \approx \frac{1}{8}\sqrt{R_{ш.э}}, \text{ или } R_{ш.э} \approx 64U^2_{ш.э}. \qquad (9\text{-}18)$$

Характеристика шумовых свойств электронных ламп с помощью эквивалентного сопротивления шумов весьма удобна, так как она позволяет наиболее просто находить суммарные шумы, создаваемые лампой совместно с другими сопротивлениями, включенными в цепь ее сетки.

Значения $R_{ш.э}$ в килоомах приближенно можно определить по следующим формулам:

для триода

$$R_{ш.э} \approx \frac{2,5}{S}; \tag{9-19}$$

для пентода

$$R_{ш.э} \approx \frac{3}{S} + \frac{20 I_a I_{c2}}{S^2 (I_a + I_{c2})}, \tag{9-20}$$

где токи выражены в миллиамперах, а крутизна — в миллиамперах на вольт.

Из этих формул видно, что уменьшение $R_{ш.э}$ достигается увеличением крутизны. У триодов $R_{ш.э}$ получается порядка нескольких сотен или тысяч ом. Для пентодов оно заметно выше (обычно от единиц до десятков килоом), что объясняется дополнительными шумами от вторичной эмиссии и распределения тока между электродами лампы. Еще выше $R_{ш.э}$ (порядка десятков и даже сотен килоом) у многосеточных частотопреобразовательных ламп. Вообще чем больше электродов у лампы, тем выше у нее уровень собственных шумов. Чтобы шумы на выходе приемника или усилителя были наименьшими, необходимо всегда в первом каскаде применять лампу с возможно более низким $R_{ш.э}$.

Помимо рассмотренных шумов, обусловленных основными электронными процессами внутри лампы, могут наблюдаться еще шумы за счет недостатков в конструкции лампы. К ним относятся фон от питания накала переменным током, колебания тока от механических вибраций электродов лампы (виброшумы), шумы от изменения токов утечки через плохую изоляцию, обладающую непостоянством сопротивления, и другие явления.

9-6. ЭЛЕКТРОННО-СВЕТОВОЙ ИНДИКАТОР

В современных приемниках и радиоизмерительных приборах нередко применяется электронно-световой индикатор, иначе называемый электронно-лучевым или электронно-оптическим индикатором настройки, а также «магическим глазом». Он дает возможность осуществлять бесшумную настройку приемника (при установке регулятора громкости на нуле-

вую слышимость) и может служит индикатором величины напряжения в различных измерительных устройствах.

Электронно-световой индикатор представляет собой комбинированную электронную лампу, в которой одна из систем электродов содержит люминесцирующий экран.

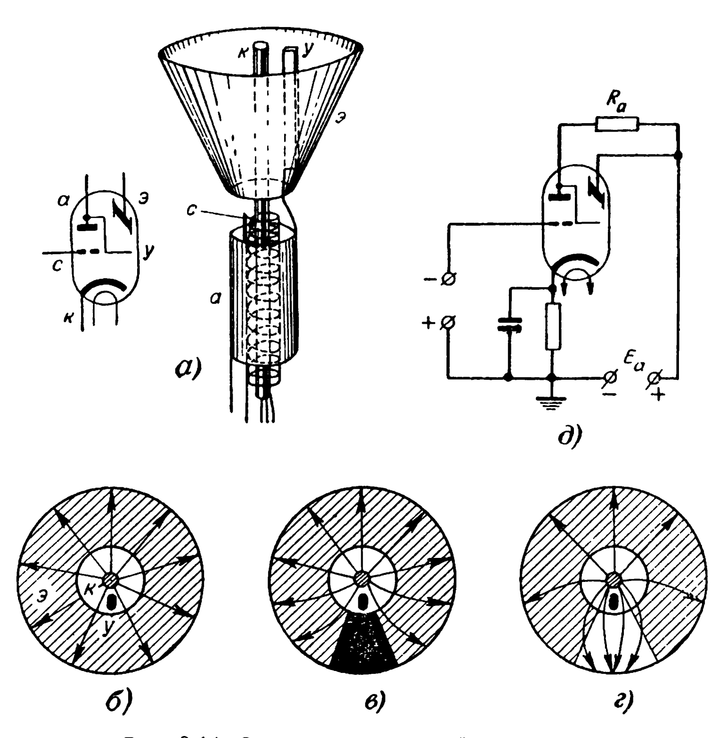


Рис. 9-14. Электронно-световой индикатор.

а — устройство и схематическое изображение; *б*, *в* и *г* — свечение экрана при различных напряжениях на управляющем электроде: *д* — включение индикатора в схему.

По характеру свечения этого экрана можно судить о величине напряжения, воздействующего на лампу. На рис. 9-14,*а* показаны принцип одного из вариантов устройства и схематическое изображение электронно-светового индикатора. В одном баллоне помещены обычный триод и индикаторная система, состоящая из катода, экрана и управляющего электрода. Катод служит, как всегда, для испускания электронов. Экран *э* конусообразной формы, иначе называемый кратером и являющийся анодом, по

крыт с внутренней стороны люминесцирующим веществом виллемитом (Zn_2SiO_4), которое дает зеленое свечение под ударами электронов. Управляющий электрод *у* имеет вид узкой полоски и соединен с анодом триода.

Действие электронно-светового индикатора сводится к следующему. Между экраном и катодом имеется ускоряющее поле для электронов, испускаемых катодом. Пусть управляющий электрод имеет такой потенциал, какой был бы и при отсутствии этого электрода в данной области поля. Тогда управляющий электрод почти не искажает поле своим присутствием. Электроны попадают равномерно на всю площадь экрана, которая будет равномерно светиться (рис. 9-14,*б*).

Если теперь понизить напряжение на управляющем электроде, то поле изменится и траектории электронов искривятся (рис. 9-14,*в*). На часть экрана в виде сектора электроны не попадут, и этот сектор будет темным. Чем ниже напряжение на управляющем электроде, тем сильнее искривляются траектории электронов и тем больше становится темный сектор, т. е. увеличивается его центральный угол. Если же повышать потенциал управляющего электрода, то можно получить такое искривление силовых линий поля и электронных траекторий, что на месте темного сектора будет, наоборот, более ярко светящийся сектор, так как на него будет попадать большее количество электронов, нежели на такие же секторы в остальной части экрана (рис. 9-14,*г*).

Обычно индикатор работает в таком режиме, что под действием напряжения, поступающего на сетку, происходит увеличение или уменьшение темного сектора. Одна из возможных схем включения индикатора показана на рис. 9-14,*д*. На сетку триода подается отрицательное постоянное напряжение, например от детектора приемника. Анод триода соединен с экраном через сопротивление $R_а$ порядка 1—1,5 *Мом*. При отсутствии напряжения на сетке анодный ток триода создает на $R_а$ падение напряжения, минус которого оказывается на управляющем электроде. Его потенциал понижается, и на экране получается темный сектор. Если же на сетку подано отрицательное напряжение, то анодный ток триода и падение напряжения на $R_а$ уменьшаются. Потенциал управляющего электрода возрастает, и это вызывает уменьшение темного сектора. При увеличении отрицательного напряжения на сетке этот сектор может совсем исчезнуть и даже пре-

вратиться в более яркий сектор, о чем говорилось выше.

Для индикации положительного напряжения, подводимого к сетке, на последнюю подают некоторое начальное отрицательное смещение, создающее темный сектор минимальных размеров. Тогда при подаче положительного напряжения на сетку этот сектор будет увеличиваться. Таким образом, электронно-световой индикатор позволяет определять максимум напряжения, подводимого к сетке. Как правило, в приемнике триод индикатора не входит в основной канал усиления. Поэтому приемник может работать и без индикатора. Встречаются схемы приемников, в которых триод индикатора используется в первом каскаде усиления низкой частоты. Существуют индикаторы с пентодом вместо триода, а также сдвоенные индикаторы с одним общим экраном. В последних один триод имеет высокий коэффициент усиления, а другой триод — малый. Поэтому одна из индикаторных систем реагирует на сравнительно малые напряжения, а вторая — на более значительные. У нас выпускаются электронно-световые индикаторы с триодом двух типов: более старый — 6Е5С и новый — 6Е1П.

Следует отметить, что электронно-световой индикатор является весьма высокоомным индикатором напряжения. Работая без сеточных токов, он имеет очень высокое входное сопротивление и практически не шунтирует тот участок цепи, на котором нужно обнаружить изменение постоянного напряжения.

9-7. НОВЫЕ ТИПЫ ПРИЕМНО-УСИЛИТЕЛЬНЫХ ЛАМП

В последнее время достигнуты значительные успехи в создании новых типов приемно-усилительных ламп с большой крутизной, а также в повышении надежности, прочности и долговечности ламп.

Увеличение крутизны достигается не только уменьшением расстояния сетка — катод (см. § 6-6), но также применением в лампе катодной сетки, расположенной между управляющей сеткой и катодом и имеющей некоторый положительный потенциал. На рис. 9-15 показана схема включения такой лампы в усилительный каскад. Действие катодной сетки заключается в том, что она перемещает электронное облачко ближе к управляющей сетке. Электроны, испускаемые катодом, пролетают в просветы катодной сетки и создают в непосредственной близости около управляющей сетки второе электронное облачко. В ре-

зультате этого управляющая сетка может весьма эффективно управлять электронным потоком, идущим от этого облачка на анод. В свое время такой принцип позволял получать удовлетворительную работу лампы при низком анодном напряжении, а теперь при нормальном анодном напряжении оказалось возможным значительно повысить крутизну. Недавно наша промышленность выпустила лампы с катодной сеткой, имеющие наименование 6Ж21П и 6Ж22П и обладающие соответственно крутизной 17 и 30 *ма/в* при анодном напряжении 150 *в*.

Весьма важно то, что технология производства этих ламп не является очень сложной. Расстояние между сеткой и катодом делается порядка 0,25 *мм*, и не нужно изготовлять сетку из провода очень малого диаметра. Поэтому лампы с катодной сеткой механически более прочны и надежны в работе, чем лампы с малым расстоянием сетка — катод, и могут работать в условиях вибраций.

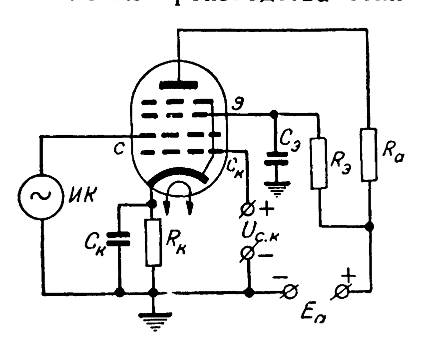


Рис. 9-15. Схема включения лампы с катодной сеткой в усилительный каскад.

Однако недостаток, свойственный катодной сетке, пока еще остался: в цепи этой сетки имеется довольно значительный ток порядка десятков миллиампер. Правда, на катодную сетку дается небольшое напряжение и при питании от сети потребление тока цепью катодной сетки не представляет собой такого серьезного недостатка, как при питании от батарей. Возможно, что изменение конструкции сетки и применение для нее провода специального профиля позволит значительно улучшить эти лампы и резко снизить ток катодной сетки. У ламп 6Ж21П и 6Ж22П ток катодной сетки составляет соответственно 35 и 60 *ма* при напряжении на этой сетке 12,5 *в*.

Весьма большие успехи в повышении крутизны были достигнуты в лампах со вторичной эмиссией. Исследования по применению вторичной эмиссии в радиолампах ведутся уже давно, но долгое время не удавалось сконструировать такие лампы, работающие достаточно устойчиво и создающие не слишком большие собственные шу-

мы. Те материалы, которые применялись для вторичной эмиссии, не обладали достаточной устойчивостью вторичной эмиссии, и неравномерность этого процесса была причиной значительных собственных шумов. В последнее время найдены новые материалы — сплавы тяжелых металлов с легкими, например меди с бериллием, меди с алюминием и др., которые дают высокую и устойчивую вторичную эмиссию. При использовании этих материалов в лампах шумы снижаются намного, хотя они все же несколько больше, чем в обычных лампах.

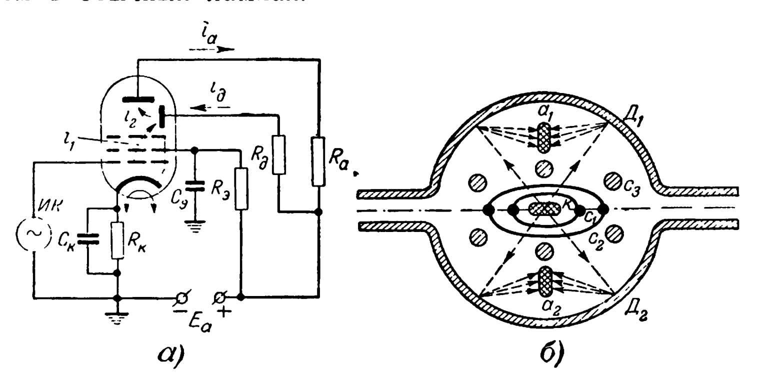


Рис. 9-16. Схема включения в усилительный каскад лампы со вторичной эмиссией (*а*) и принцип устройства ее электродов (*б*).

Отечественные лампы со вторичной эмиссией имеют еще один электрод, изготовленный из материала, дающего вторичную эмиссию. Этот электрод получил новое название — д и н о д. Он является, очевидно, одновременно и катодом и анодом. На него подается положительный потенциал, меньший, чем на анод. Схематическое изображение такой лампы и ее включение в усилительный каскад показаны на рис. 9-16,*а*. Поток первичных электронов ударяет в динод и выбивает из него вторичные электроны, которые летят к аноду, имеющему более высокий положительный потенциал. Так как коэффициент вторичной эмиссии материала динода может быть от нескольких единиц до 10—12, то поток вторичных электронов значительно больше, чем поток первичных электронов. Именно поэтому крутизна лампы получается высокой. Разработанная у нас лампа со вторичной эмиссией типа 6В1П имеет крутизну 29 *ма/в*. На рис. 9-16, *б* показан принцип уст-

ройства подобной лампы. Катод, управляющая сетка и экранирующая сетка — обычные. Динод имеет рабочую поверхность в виде двух полуцилиндров $Д_1$ и $Д_2$, а анод сделан из двух стержней a_1 и a_2, расположенных так, что вторичные электроны, испускаемые динодом, направляются на эти стержни. Траектории первичных и вторичных электронов показаны на рис. 9-16,*б* штриховыми линиями. Чтобы первичные электроны летели на нужную часть поверхности динода, в лампе имеются стержни, соединенные с катодом, т. е. имеющие нулевой потенциал и играющие одновременно роль защитной сетки (c_3). Эти стержни изображены на рис. 9-16,*б* заштрихованными кружочками. Благодаря им в лампе создается лучевой принцип работы. Потоки первичных электронов направляются к диноду в виде пучков, имеющих форму секторов и расположенных между стержнями c_3.

Лампы со вторичной эмиссией позволяют осуществить ряд совершенно новых схем, в основе устройства которых лежит то, что ток динода незначительно меньше анодного тока и во внешней части цепи имеет направление, обратное последнему. Действительно, поток вторичных электронов i_2 в несколько раз больше потока первичных электронов i_1. Ток анода $i_а$ равен току i_2, а ток динода $i_д$ представляет собой разность токов $i_2 - i_1$. Крутизна лампы по току динода обычно незначительно меньше, чем крутизна по анодному току, и у лампы 6В1П составляет 21 *ма/в*. Что же касается направлений токов, то электроны анодного тока движутся по проводнику внешней части анодной цепи от анода, так как внутри лампы электроны приходят к аноду, а электроны тока динода во внешней цепи движутся по направлению к диноду, так как внутри лампы от динода уходит больше вторичных электронов, чем приходит на него первичных. Эти направления движения электронов токов $i_а$ и $i_д$ показаны стрелками на рис. 9-16,*а*.

При подаче на сетку переменного напряжения вследствие противоположности направлений токов анода и динода на нагрузочных сопротивлениях, включенных в цепи этих электродов, получаются усиленные переменные напряжения, находящиеся в противофазе. Такие напряжения можно удобно использовать в некоторых усилительных схемах.

Чтобы полученные усиленные напряжения были одинаковыми по амплитуде, сопротивления $R_а$ и $R_д$, очевидно,

должны быть в первом приближении обратно пропорциональными значениям крутизны по диноду и аноду.

Как известно, обычный каскад усиления на сопротивлениях переворачивает фазу напряжения. Это остается в силе и для анодной цепи каскада, работающего на лампе со вторичной эмиссией. А в цепи динода получается усиленное напряжение, совпадающее по фазе с переменным напряжением на сетке. Это свойство позволяет осуществить весьма просто положительную обратную связь между цепями динода и управляющей сетки для генерации колебаний различной формы, увеличения усиления, уменьшения ширины полосы частот пропускаемых колебаний и других целей.

Объединение в одной лампе различных способов повышения крутизны, т. е. уменьшения расстояния сетка — катод, введения катодной сетки и применения вторичной эмиссии или хотя бы двух из этих трех принципов, дает возможность сконструировать лампы с еще более высокой крутизной порядка сотен миллиампер на вольт. Опытные образцы таких ламп уже построены.

Большие работы, проводившиеся в течение ряда лет по увеличению срока службы, а также повышению механической прочности и надежности ламп, дали весьма ценные результаты. После длительных и кропотливых исследований удалось выяснить различные причины низкой надежности и выхода из строя ламп и принять меры против этих неприятных явлений. Многие наши хорошо известные лампы теперь выпускаются не только с обычным сроком службы, но и в новом варианте с повышенной долговечностью до 5 000 *ч* и больше. Последние лампы имеют в конце обозначения после тире дополнительную букву Е, например 6П3С-Е. Ряд ламп выпускается также с повышенной надежностью и увеличенной механической прочностью. Лампы старого типа в этом новом варианте имеют в конце букву В, например 6П1П-В. Подобные лампы особенно важны для радиоэлектронных установок, работающих в тяжелых условиях при сильных вибрациях.

Весьма интересными в отношении прочности, надежности и долговечности являются стержневые лампы. Они разработаны под руководством В. Н. Авдеева, и сейчас уже налажено их массовое производство. Некоторые идеи создания таких ламп высказывались в прошлом за границей, но там они никакой конкретной реализации не получили.

Обычные лампы с навитыми сетками обладают рядом недостатков. Траектории электронов, летящих к аноду в этих лампах, весьма различны по длине и форме. Только небольшая часть электронов движется к аноду кратчайшим путем. Из-за такой неупорядоченности электронного потока затрудняется правильное и эффективное управление им. Значительная часть электронного потока попадает на сетки, имеющие положительный потенциал, и образует в их цепях бесполезные токи, увеличивающие расход энергии от источников питания. В результате использование эмиссии катода получается плохим и это препятствует созданию достаточно экономичных ламп. Неупорядоченность электронного потока является также причиной довольно больших собственных шумов в обычных лампах. Сборка ламп с навитыми сетками сравнительно сложна и требует пока еще большого количества ручного труда. При этом лампы получаются со значительным разбросом параметров. Их механическая прочность и надежность работы оказываются недостаточными.

Конструкция стержневых ламп такова, что в них в большей или меньшей степени устранены перечисленные выше недостатки. В этих лампах каждая сетка имеет необычную конструкцию в виде двух металлических стержней, между которыми проходит к аноду электронный поток. На рис. 9-17,*а* показан схематически принцип устройства стержневой лампы. Для простоты изображена только половина лампы. В действительности же система электродов расположена симметрично по обе стороны от катода, и поэтому слева от него находятся вторые половины сеток c_2, c_3, c_4 и анода, представляющие собой такие же стержни, как изображенные на рисунке. В подобной системе электронный поток получается упорядоченным и электроны движутся от катода к аноду по траекториям одинаковой длины. По бокам от катода расположена управляющая сетка в виде двух стержней прямоугольного сечения. Таким образом, эта сетка стоит в стороне от электронного потока. Может показаться, что она не будет им управлять.

Но в действительности электрическое поле, создаваемое зарядами такой сетки, весьма эффективно влияет на поток электронов, если только катод имеет малую толщину. Поэтому стержневой принцип используется преимущественно для ламп с катодом прямого накала в виде тонкой прямой нити.

Чтобы принцип конструкции был более понятен, на рис. 9-17,*а* не соблюден масштаб. Длина стержней по сравнению с расстоянием между ними в действительности значительно больше. Некоторое представление об относительных размерах электродной системы и деталях конструкции лампы дает рис. 9-17,*б*, на котором показано устройство стержневого пентода 1Ж17Б с катодом прямого накала. Из рисунка видно, что экранирующая и защитная сетки имеют каждая по две пары стержней, которые в верхней части сварены. А в нижней части один из стержней выведен наружу. От анода

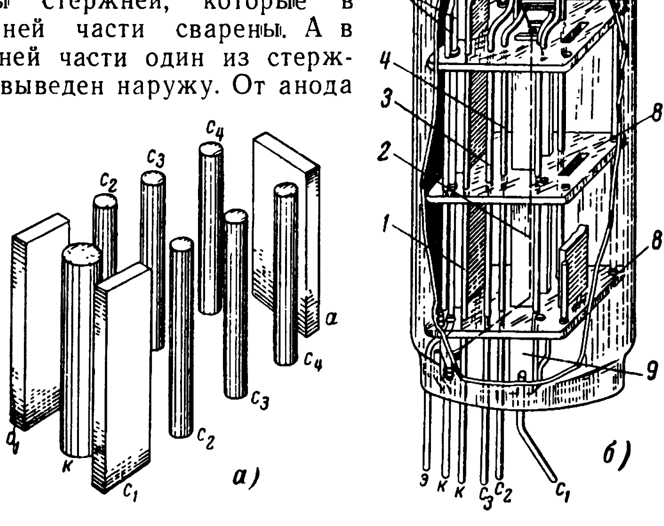


Рис. 9-17. Устройство стержневой лампы.

а — схематическое изображение системы электродов стержневой лампы; *б* — устройство пентода 1Ж17Б (*1* — траверса катода; *2* — катод; *3* — сетка 3-я; *4* — сетка 2-я; *5* — экран; *6* — анод; *7* — геттер; *8* — слюда; *9* — сетка 1-я).

сделан вывод наверху баллона. Стержни всех электродов проходят через отверстия нескольких слюдяных пластинок, которые обеспечивают неизменное взаимное расположение электродов.

Своеобразная конструкция электродов стержневых ламп преследует цель осуществить более совершенное управление электронным потоком, основанное на принципах электронной оптики. Эта задача оказалась успешно выполненной. Электроны проходят с катода на анод ме-

жду стержнями сеток и могут совершенно не попадать на сетки с положительным потенциалом. Траектории электронов получаются кратчайшими и имеют все примерно одинаковую длину. Электронный поток оказывается упорядоченным, и управление им становится более эффективным. Значительно улучшается использование эмиссии катода.

В этих лампах возможны некоторые новые принципы управления анодным током. Например, если от стержней управляющей сетки сделать отдельные выводы и подать на эти стержни переменные напряжения разной частоты, то получится новый метод преобразования частоты.

Изготовление стержневых ламп гораздо проще, чем обычных ламп с навитыми сетками. Стержневые лампы изготовляются машинами без прикосновения человеческих рук, что обеспечивает исключительную чистоту производства и высокую точность сборки. За счет этого резко уменьшен разброс параметров. Он не превышает 5%. Прочность, надежность работы и долговечность стержневых ламп весьма высоки.

Благодаря хорошему использованию эмиссии катода и рациональному управлению электронным потоком стержневые лампы гораздо экономичнее обычных ламп. Уже разработаны лампы для батарейного питания, потребляющие при напряжении накала 0,625 *в* ток накала всего лишь 12 *ма* и работающие при анодном напряжении 10—15 *в*. Однако это не является пределом и имеются реальные перспективы дальнейшего уменьшения тока накала и анодного напряжения. При применении в лампах еще более тонких нитей ток накала можно уменьшить до 5 *ма*.

Стержневые лампы обладают многими интересными свойствами. Так, например, сконструированы лампы, у которых ток экранирующей сетки равен нулю, т. е. электроны вообще не попадают на провода этой сетки. Входное сопротивление новых ламп в несколько раз больше, чем ламп с навитыми сетками. Шумы у стержневых пентодов примерно такого же уровня, как у триодов обычной конструкции. Возможно создание ламп с характеристиками различной формы.

Некоторым недостатком стержневых ламп следует считать трудность получения в них высокой крутизны. Пока она не превышает нескольких миллиампер на вольт. Однако крутизна такого порядка характерна и для многих

ламп обычного типа. Кроме того, в ряде случаев очень высокая крутизна не является необходимой, а можно получать вполне удовлетворительные результаты, применяя лампы со средней крутизной. Весьма вероятно, что в дальнейшем будут объединены некоторые из рассмотренных выше направлений в развитии ламп. Например, для повышения крутизны стержневых ламп можно применить в них вторичную эмиссию и тем самым устранить их основной недостаток.

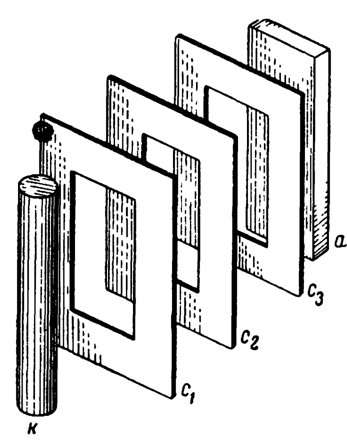


Рис. 9-18. Принцип устройства лампы со штампованными сетками.

Работы по совершенствованию стержневых ламп привели к созданию ламп со штампованными сетками. Эти лампы имеют все преимущества стержневых, но только вместо стержней для сеток используется набор рамок, штампованных из листового металла. Электронный поток проходит через внутренние отверстия рамок. Принцип устройства таких ламп показан на рис. 9-18. Конструкция со штампованными сетками является более эффективной для ламп с катодом косвенного накала.

В настоящее время разработано много типов батарейных и сетевых ламп со стержневыми и штампованными сетками, в том числе: триоды, двойные триоды, различные пентоды, смесительные лампы и ряд других. Они оформлены в виде сверхминиатюрных ламп с диаметром баллона 10,5; 8,5 и 6,8 *мм*. Помимо совершенно новых ламп, в стержневом варианте и со штампованными сетками изготовляются также широко известные лампы 1К1П, 1Б1П, 2П1П, 6Ж1П, 6П1П, 6Н15П, 6Н1П, 6Н2П и др. Они значительно лучше, чем одноименные лампы старой конструкции.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

10-1. ЯВЛЕНИЯ, ПРОИСХОДЯЩИЕ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ РАЗРЯДЕ В ГАЗАХ

В ионных приборах, называемых иначе газоразрядными или газовыми, находится газ или пар, давление которого в большинстве случаев меньше нормального атмосферного. Процесс прохождения электрического тока через газ (или пар) называют электрическим разрядом в газе. Для него характерны три основных явления: возбуждение атомов, ионизация атомов и рекомбинация.

Электроны при своем движении в газе сталкиваются с его атомами. Если энергии электрона при соударении с атомом газа недостаточно для ионизации, то может произойти возбуждение атома. Оно состоит в том, что под ударом электрона один из внешних электронов атома переходит на более удаленную от ядра орбиту, т. е. на более высокий энергетический уровень. Однако такое возбужденное состояние атома длится обычно лишь малую долю секунды (порядка 10^{-9} *сек*), после чего электрон перескакивает обратно на свою нормальную орбиту. При этом испускается электромагнитная волна, обладающая одним квантом энергии, равным той энергии, которую атом получил при возбуждении от ударившего электрона.

Испускание электромагнитных волн при возврате атомов из возбужденного состояния в нормальное сопровождается свечением газа, если испускаемые лучи относятся к видимой части электромагнитного спектра.

Чтобы возбуждение атома произошло, ударяющий электрон должен иметь достаточную энергию. В табл. 10-1 указана в электроно-вольтах величина энергии, необходимой для возбуждения атома того или иного газа.

Ионизация атомов (или молекул) газа происходит в том случае, когда энергия ударяющего электрона

Таблица 10-1

Энергии, необходимые для возбуждения и ионизации атомов в электроно-вольтах

Газ	$W_{возб}$, *эв*	$W_{ион}$, *эв*
Водород	11,1	15,4
Гелий	20,8	24,5
Неон	16,6	21,5
Аргон	11,6	15,7
Ксенон	8,4	12,1
Криптон	10,0	14,0
Пары ртути	4,9	10,4

значительно больше той, которой достаточно для возбуждения. Энергия электрона, необходимая для ионизации различных газов, указана в той же табл. 10-1. При ионизации в результате соударения из атома выбивается электрон и, следовательно, в газовом пространстве будут находиться уже два свободных электрона, а сам атом при этом превращается в положительный ион.

Если полученные после ионизации два свободных электрона имеют достаточную энергию (например, если они ее набрали при своем движении в ускоряющем поле), то они могут произвести каждый ионизацию нового атома. Тогда число свободных электронов станет равным четырем, а ионов будет уже три. Если все эти электроны снова произведут ионизацию, то число их увеличится до восьми, а ионов станет семь Таким образом, возможно лавинообразное нарастание количества электронов пропорционально ряду чисел 2, 4, 8, 16 ..., т. е. в геометрической прогрессии, а число ионов при этом получается на единицу меньше, т. е. оно определяется рядом чисел 1, 3, 7, 15 ... .

Ионизация атомов газа может происходить также после предварительного их возбуждения. От удара одного электрона атом переходит в возбужденное состояние, а затем, не успев вернуться в нормальное состояние, испытывает удар второго электрона, который осуществляет ионизацию. При такой ступенчатой ионизации каждый из ударивших электронов может иметь энергию, меньшую чем нужно для ионизации, но в сумме их энергия должна быть достаточной для того, чтобы выбить из атома электрон.

Процесс увеличения в газе количества свободных заряженных частиц за счет ионизации называют *электризацией газа*.

В некоторых случаях в газах возможно образование отрицательных ионов. Они возникают при соединении нейтральных атомов с одним или несколькими электронами.

Основным видом ионизации в ионных электровакуумных приборах является ионизация при соударении атома с электронами. Однако иногда ионизация получается в результате соударения атома газа с другими атомами или молекулами или в результате поглощения атомами газа лучистой энергии (*фотоионизация*). Атомы газа могут превращаться в ионы также за счет взаимодействия с поверхностью каких-либо тел (*контактная ионизация*).

Наряду с процессом ионизации в газе происходит и обратный процесс нейтрализации противоположных по знаку зарядов. Положительные ионы и электроны совершают в газе беспорядочное (тепловое) движение. Приближаясь друг к другу на достаточно малое расстояние, они могут соединиться, образуя снова нейтральный атом. Этому способствует взаимное притяжение между разноименными заряженными частицами.

Процесс восстановления нейтральных атомов в газе называют *рекомбинацией*. Она всегда сопровождает процесс ионизации. Полученный в результате рекомбинации нейтральный атом может снова подвергнуться ионизации, а затем его составные части — положительный ион и электрон — опять могут участвовать в рекомбинации и т. д.

Процесс рекомбинации приводит к уменьшению количества свободных заряженных частиц, т. е. к *деэлектризации* (или *деионизации*) газа. В зависимости от того, какой из процессов — ионизация или рекомбинация — имеет перевес, происходит либо увеличение количества заряженных частиц, либо уменьшение их. А в установившемся режиме ионизация и рекомбинация взаимно компенсируют друг друга. Это означает, что количество свободных электронов (или ионов), возникающих за данный промежуток времени вследствие ионизации, равно количеству нейтральных атомов, получающихся за то же время в результате рекомбинации.

При возникновении или нарастании электрического разряда в газе в течение неустановившегося процесса

ионизация имеет перевес над рекомбинацией. Наоборот, при уменьшении интенсивности электрического разряда в газе получается неустановившийся процесс, во время которого рекомбинация имеет перевес над ионизацией. А при прекращении разряда ионизации вообще уже не происходит и вследствие рекомбинации за какой-то промежуток времени восстанавливается нейтральное состояние газа.

Поскольку на выбивание из атома электрона затрачивается энергия, то положительный ион и электрон, получившиеся после ионизации, имеют в сумме энергию, бо́льшую, чем нейтральный атом. Поэтому рекомбинация сопровождается выделением квантов лучистой энергии. В большинстве случаев при этом наблюдается свечение газа.

10-2. ВИДЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ГАЗАХ

Существует большое количество различных видов электрических разрядов в газах. В зависимости от того, за счет каких факторов в газе образуются заряженные частицы, необходимые для существования разряда, различают самостоятельные и несамостоятельные разряды.

Самостоятельный разряд характерен тем, что он происходит под действием только одного электрического напряжения и никаких других внешних факторов для поддержания ионизации газа не требуется. Несамостоятельный разряд, помимо приложенного электрического напряжения, требует еще воздействия каких-либо внешних факторов, способных ионизировать газ. Ими могут быть, например, лучи света, радиоактивное излучение, термоэлектронная эмиссия накаленного электрода и др.

Рассмотрим основные виды разрядов, применяемых в современных ионных приборах.

Темный (или тихий) разряд характеризуется малыми плотностями тока порядка микроампер на квадратный сантиметр и весьма малой плотностью объемных зарядов. Поле, созданное приложенным напряжением при темном разряде, практически не изменяется за счет объемных зарядов, т. е. влиянием последних можно пренебречь. Этот вид разряда обычно получается при довольно высоких напряжениях. Сопровождающее его свечение газа либо совсем невидимо, либо очень слабо, чем и оправдывается название разряда. В ионных приборах,

применяемых в радиоэлектронике, темный разряд практически почти не используется, но он предшествует возникновению других видов разрядов.

Важное применение имеет тлеющий разряд, для которого характерно интенсивное свечение газа около электродов, напоминающее свечение тлеющего тела. При этом разряде плотность тока достигает единиц и десятков миллиампер на квадратный сантиметр и получаются значительные объемные заряды, которые существенно влияют на электрическое поле между электродами. Благодаря действию объемного заряда положительных ионов при тлеющем разряде почти все приложенное напряжение падает на участке вблизи поверхности катода. Это падение напряжения значительно больше, чем напряжение, необходимое для ионизации, и обычно составляет десятки или сотни вольт. Разряд поддерживается за счет электронной эмиссии катода под ударами ионов. Такой вид эмиссии характерен для тлеющего разряда.

Основными приборами тлеющего разряда являются стабилитроны — ионные стабилизаторы напряжения, газосветные лампы, тиратроны тлеющего разряда с холодным катодом и декатроны — ионные счетные приборы. Все они подробно рассматриваются в данной главе.

При плотностях тока, значительно бо́льших, чем в тлеющем разряде, получается дуговой разряд, также имеющий большое применение в современных ионных приборах. К приборам дугового разряда относятся газотроны и тиратроны с накаленным катодом, ртутные вентили и игнитроны, имеющие жидкий ртутный катод.

В дуговом разряде плотность тока может доходить до многих ампер на квадратный сантиметр. Объемные заряды значительно больше, нежели при тлеющем разряде, и они весьма сильно влияют на процессы, происходящие в газе. Большой ток, характерный для дугового разряда, обычно поддерживается за счет термоэлектронной эмиссии накаленного твердого катода или электростатической (автоэлектронной) эмиссии жидкого ртутного катода. В отличие от тлеющего разряда при дуговом разряде падение напряжения, сосредоточенное также почти полностью около катода, имеет небольшую величину, не превышающую значения напряжения ионизации. Малое падение напряжения при большом токе характерно для дугового разряда. Этот вид разряда всегда сопровождается весьма интенсивным свечением газа.

Дуговой разряд имеет много разновидностей. Он может происходить не только в разреженном газе, но и при нормальном или повышенном атмосферном давлении. Всем известна, например, электрическая дуга, являющаяся мощным источником света в киноаппаратах и прожекторах.

Значительное сходство с дуговым разрядом имеет **искровой разряд**, представляющий собой кратковременный (импульсный) электрический разряд, происходящий при сравнительно высоком давлении газа, например при нормальном атмосферном. Если искра наблюдается длительное время, то она обычно представляет собой ряд отдельных импульсных разрядов, следующих друг за другом с той или иной частотой. Существует несколько различных видов искровых разрядов. Некоторые из них используются в искровых разрядниках, служащих для кратковременного замыкания тех или иных цепей, главным образом в импульсных устройствах. К таким разрядникам, в частности, относится тригатрон, применяемый в радиолокационных станциях.

Принято также особо выделять **высокочастотные** и **сверхвысокочастотные разряды**, которые, в частности, могут возникать в газе под действием переменного электромагнитного поля даже в случае, если в газовом промежутке нет токоподводящих электродов. В последнем случае разряд называют **безэлектродным**.

В последнее время в ионных приборах для стабилизации напряжения получил применение **коронный разряд**. Он наблюдается при сравнительно больших давлениях газа в тех случаях, когда хотя бы один из электродов имеет очень малый радиус кривизны (острие, заостренный край, тонкая проволочка и т. п.). Тогда поле между электродами получается весьма неравномерным и около электрода с малым радиусом, называемого **коронирующим электродом**, напряженность поля резко увеличена.

Коронный разряд возникает при некотором определенном начальном напряжении порядка сотен или тысяч вольт и характеризуется величинами токов примерно от единиц микроампер до 1 *ма*.

Разрядный промежуток при коронном разряде имеет характерные области: **коронирующий слой** около коронирующего электрода и остальную часть, называе-

мую внешней областью. В коронирующем слое происходят возбуждение и ионизация атомов и наблюдается свечение газа. Так как практически обычно используется корона у анода, то в этом случае на границе коронирующего слоя и внешней области возникают свободные электроны за счет объемной ионизации газа световыми квантами (фотонами), источником которых служит коронирующий слой. Лавинообразный поток электронов движется к аноду и на своем пути производит возбуждение и ионизацию атомов.

Во внешней области, которая остается темной, ионизация и возбуждение атомов не совершаются вследствие сравнительно малой напряженности поля, и происходит лишь движение частиц, имеющих заряд того же знака, что и у коронирующего электрода. Например, в случае коронирующего анода во внешней области ток представляет собой движение одних положительных ионов.

Поскольку при коронном разряде возбуждение и ионизация происходят только в одной части разрядного промежутка, иногда считают, что этот вид разряда является неполным пробоем газа, так как полным пробоем следует считать искровой или дуговой разряд. При увеличении напряжения ток коронного разряда растет, коронирующий слой расширяется и в конце концов разряд переходит в искровой, если давление газа значительное, или в тлеющий, если давление газа низкое.

10-3. ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД

Рассмотрим тлеющий разряд, происходящий между плоскими электродами (рис. 10-1). При отсутствии разряда или при темном разряде, когда объемные заряды не влияют, поле будет однородным и распределение потенциала между электродами получается по линейному закону (кривая *1* на рис. 10-1). В случае электронного (вакуумного) прибора при наличии эмиссии у катода пространство между электродами было бы заполнено каким-то количеством электронов, т. е. существовал бы отрицательный объемный заряд. Как мы знаем, под влиянием этого заряда распределение потенциала изменяется так, что во всех точках пространства (кроме катода и анода) потенциал понижается и в режиме ограничения вблизи катода создается потенциальный барьер. Кривая распределения потенциала «прогибается» вниз (кривая *2* на

рис. 10-1). Отрицательный объемный заряд препятствует получению большого анодного тока, ограничивает величину этого тока.

В ионном приборе с тлеющим разрядом за счет возникновения большого количества положительных ионов создается значительный положительный объемный заряд. Он вызывает изменение потенциала в пространстве анод — катод в положительную сторону. Кривая распределения потенциала «выгибается» вверх (кривая *3*). При этом чем больше ток в приборе, тем больше в пространстве положительных ионов, тем сильнее созданный ими объемный заряд и тем сильнее отклоняется распределение потенциала от линейного закона, характерного для случая отсутствия объемного заряда. На рис. 10-1 кривые *3*, *4* и *5* показывают распределение потенциала для тлеющего разряда при токах различной величины.

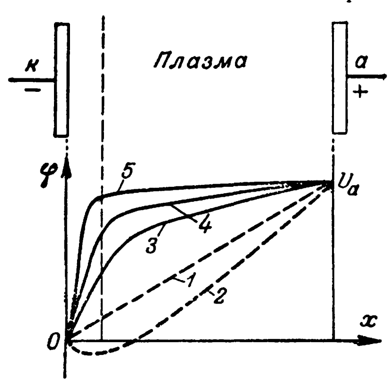


Рис. 10-1. Распределение потенциала между электродами при отсутствии разряда (*1*), в электронном приборе (*2*) и при тлеющем разряде (*3*, *4*, *5*).

Как видно, в ионном приборе распределение потенциала таково, что почти все анодное напряжение падает в сравнительно тонком слое газа около поверхности катода. Эта область называется катодной частью разрядного промежутка или областью катодного падения потенциала. Часто кратко ее называют областью катодного падения. Ее протяженность не зависит от расстояния между электродами. Поскольку в этой области вдоль малого расстояния имеется значительное падение напряжения, то напряженность поля здесь велика.

Благодаря тому, что вблизи катода создается облако положительных ионов, около катода получается сильное ускоряющее поле. Анод как бы значительно приближается к катоду. Роль анода выполняет «нависшее» над катодом ионное облако с большим положительным зарядом. В результате этого действие отрицательного объемного заряда электронов полностью компенсируется. Никакого потенциального барьера около катода уже нет, а, наобо-

рот, здесь имеется сильное ускоряющее поле, действующее на электроны, вылетающие из катода.

Вторая часть разрядного промежутка, имеющая обычно значительно бо́льшие размеры, нежели область катодного падения, характеризуется небольшим падением напряжения. Следовательно, напряженность поля в ней мала. Эту область называют областью газовой или электронно-ионной плазмы. Иногда из нее выделяют еще небольшую часть, прилегающую к аноду и называемую анодной частью разрядного промежутка или областью анодного падения потенциала. Тогда область между катодной и анодной частями называют столбом разряда. Анодная часть не имеет такого важного значения, как катодная, и поэтому мы будем рассматривать столб разряда и анодную часть как одну область плазмы.

Плазма представляет собой сильно ионизированный газ, в котором количество электронов и ионов практически одинаково. В плазме беспорядочное (тепловое) движение частиц преобладает над их направленным движением. Но все же электроны, конечно, движутся к аноду, а ионы — в обратном направлении, к катоду.

Надо отметить, что скорость движения ионов во много раз меньше скорости движения электронов. Это объясняется тем, что силы, действующие со стороны поля на электроны и ионы, одинаковы по величине и лишь противоположны по направлению, так как заряды этих частиц равны, но обратны по знаку (напомним, что сила, действующая на заряд e, определяется выражением $F=eE$, где E — напряженность поля). Однако масса иона обычно в тысячи раз больше массы электрона. Даже у самого легкого газа водорода масса положительного иона в 1 840 раз превышает массу электрона. Поэтому ионы получают соответственно меньшие ускорения и приобретают сравнительно малые скорости. Грубо говоря, ионы по сравнению с электронами почти неподвижны.

Отсюда следует, что ток в ионных приборах практически представляет собой перемещение электронов, как и в электронных приборах. Перенос электрических зарядов ионами ничтожно мал по сравнению с количеством электричества, переносимым за то же время электронами. Таким образом, доля ионного тока в общем анодном токе весьма мала и ее можно не принимать во внимание. Но зато ионы выполняют другую важную роль. Они создают

положительный объемный заряд, который полностью компенсирует отрицательный объемный заряд и уничтожает потенциальный барьер около катода, и способствуют тем самым получению значительных токов при сравнительно невысоких напряжениях.

Область катодного падения напряжения играет важную роль в работе ионного прибора. Проникшие из плазмы в эту область ионы получают здесь значительное ускорение, так как напряженность поля велика, и, долетая до катода, приобретают большую скорость. Имея при ударе о катод достаточную энергию, ионы выбивают из него электроны. Этот процесс необходим для поддержания разряда. Если ионы не будут ударять в катод с достаточной скоростью, то электронной эмиссии не получится и разряд прекратится.

С другой стороны, электроны, вылетевшие из катода со сравнительно небольшими скоростями, попадая в область катодного падения, также сильно ускоряются и влетают в плазму с большой скоростью, достаточной для ионизации атомов газа. Именно в области катодного падения электроны приобретают необходимую энергию и за счет этого производят ионизацию газа в плазме. Различные электроны сталкиваются с атомами газа в различных частях плазмы, и поэтому ионизация происходит во всем ее объеме. Вместе с тем в плазме все время совершается и рекомбинация.

Более глубокое рассмотрение процессов в тлеющем разряде показывает, что кривая распределения потенциала в промежутке анод — катод несколько сложнее, чем изображенная на рис. 10-1, но это не имеет важного значения для изучения работы ионных приборов в радиоэлектронной аппаратуре. Кроме того, оказывается, что катодная часть тлеющего разряда состоит из нескольких областей. Некоторые из этих областей — светящиеся, а другие — темные. Однако их обычно трудно наблюдать в технических ионных приборах. Практически при возникновении тлеющего разряда появляется свечение газа около катода, которое с увеличением тока усиливается и расширяется и при значительных токах может распространиться на всю область плазмы.

Тлеющий разряд может существовать при условии, что напряжение между электродами не ниже некоторой определенной величины. Если напряжение недостаточно, то ионы, ударяя в катод, не смогут выбивать из него элек-

троны. С повышением напряжения на ионном приборе темный разряд переходит в тлеющий при некотором напряжении, которое называют **напряжением возникновения тлеющего разряда** или **напряжением зажигания** ($U_з$). Последнее название является наиболее распространенным, и мы будем применять его, хотя оно и не совсем правильно.

Напряжение зажигания $U_з$ зависит от рода газа и его давления, материала электродов и расстояния между ними. В частности, при использовании катода с активированной поверхностью напряжение зажигания уменьшается. Влияние давления газа p и расстояния между электродами d на величину $U_з$ наглядно показывает кривая на рис. 10-2. Она изображает зависимость $U_з$ от произведения pd и называется **характеристикой возникновения разряда**. Как видно, минимальное значение $U_з$ соответствует некоторому определенному значению произведения pd, которое условно можно назвать оптимальным (наивыгоднейшим). В действительности же во многих приборах более выгодным оказывается режим, не соответствующий наименьшему $U_з$.

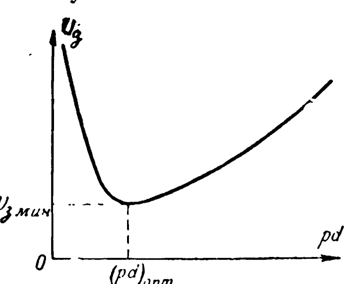


Рис. 10-2. Характеристика возникновения разряда.

Для объяснения кривой на рис. 10-2 можно привести следующие соображения. Пусть расстояние d неизменно. Тогда при очень низком давлении возникновение тлеющего разряда затруднено тем, что при малом количестве газа происходит слишком мало столкновений электронов с атомами. Вследствие этого возникает слишком мало ионов и они не выбивают из катода достаточное количество электронов. Приходится увеличивать напряжение, чтобы ионы набирали значительную скорость и выбивали из катода больше электронов.

При более высоком давлении электроны, наоборот, слишком часто сталкиваются с атомами. От одного столкновения до другого они проходят недостаточную разность потенциалов и не набирают энергии, необходимой для ионизации. Следовательно, опять возникает мало ионов. Увеличение напряжения приводит к увеличению

энергии электронов и усилению ионизации, т. е. к наступлению условий для возникновения тлеющего разряда. Как видно, и при малом и при большом давлениях напряжение зажигания возрастает. Ясно, что при некотором среднем значении давления $U_з$ станет минимальным.

Если давление газа постоянно, то при очень малом расстоянии между электродами большинство электронов пролетает, не сталкиваясь с атомами, и, следовательно, образуется мало ионов. Чтобы они выбивали достаточное количество электронов из катода, нужно увеличить их скорость, т. е. приложить более высокое напряжение. А в случае большого расстояния d значительно снижается напряженность поля и электроны, хотя они и сталкиваются на своем пути даже не 1 раз с атомами, не набирают энергии, нужной для ионизации. Приходится повысить напряжение, чтобы электроны от одного столкновения до другого проходили разность потенциалов, не меньшую, чем напряжение ионизации. Таким образом, и при слишком малом и при слишком большом расстояниях между электродами напряжение зажигания должно быть повышенным. Очевидно, что при некотором среднем значении d величина $U_з$ будет наименьшей. Для каждого газа существует своя характеристика возникновения разряда, имеющая форму, подобную кривой на рис. 10-2.

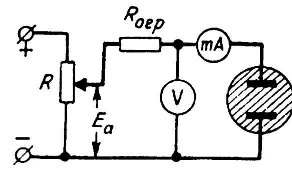


Рис. 10-3. Схема для снятия вольт-амперной характеристики ионного прибора.

Рассмотрим теперь вольт-амперную характеристику тлеющего разряда. Ее можно снять с помощью схемы, показанной на рис. 10-3. Следует подчеркнуть, что ионные приборы, как правило, включаются всегда последовательно с некоторым добавочным сопротивлением, которое называется *ограничительным* или *балластным* ($R_{огр}$). Если оно выбрано очень большим, порядка десятков или сотен мегом, то при напряжении источника в сотни вольт разряд будет темным, так как величина тока не сможет превысить несколько микроампер. При значительно меньшей величине $R_{огр}$ может возникнуть тлеющий разряд, если напряжение источника не меньше напряжения зажигания.

Дальнейшее уменьшение $R_{огр}$ может привести к переходу тлеющего разряда в дуговой, который для приборов

тлеющего разряда совершенно недопустим. Эти приборы рассчитаны на нормальный ток тлеющего разряда, обычно не превышающий десятков миллиампер. А при возникновении дугового разряда ток возрастает во много раз (до целых ампер и более) и прибор выходит из строя. Подключение ионного прибора без ограничительного сопротивления к источнику, обладающему достаточным напряжением и сравнительно малым внутренним сопротивлением, приведет к возникновению дугового разряда. Ток в этом случае будет ограничиваться главным образом только внутренним сопротивлением источника, так как сопротивление самого ионного прибора при дуговом разряде весьма невелико. Таким образом, практически получается короткое замыкание источника, ток достигает недопустимо большой величины и прибор, как правило, выходит из строя. При этом ток возрастает так быстро, что может произойти взрыв баллона.

В схеме на рис. 10-3 роль ограничительного сопротивления в известной степени выполняет верхний участок потенциометра R. Но чтобы в крайнем верхнем положении ползунка прибор не оказался подключенным непосредственно к источнику, необходимо еще сопротивление $R_{огр}$, включенное последовательно с прибором.

Поскольку всегда приходится иметь дело с последовательной цепью, состоящей из ионного прибора и добавочного сопротивления, то напряжением источника $E_а$ следует считать напряжение, подводимое к этой цепи, т. е. сумму напряжений на приборе ($U_а$) и сопротивлении (U_R):

$$E_а = U_а + U_R. \qquad (10\text{-}1)$$

Вольт-амперная характеристика для прибора с тлеющим разрядом имеет вид, показанный на рис. 10-4. Здесь по горизонтальной оси откладывают ток, а по вертикальной — напряжение, хотя, конечно, вполне можно поменять оси местами, т. е. расположить их, как это принято для характеристик электронных ламп.

При увеличении напряжения от нуля наблюдается возникновение слабого тока, который растет с возрастанием напряжения. Это — область темного разряда (область I на рис. 10-4), которая не представляет для нас интереса. Так как величина тока темного разряда очень мала, то масштаб тока для области I иной, нежели для остальной части графика.

Точка A является точкой возникновения тлеющего разряда (точка зажигания). Ей соответствует напряжение зажигания $U_з$. Возникновение тлеющего разряда происходит скачком. Минимальный ток, при котором возможен тлеющий разряд, гораздо больше, чем ток темного разряда. Поэтому при зажигании получается „скачок тока", т. е. резкое его возрастание, а напряжение на приборе также „скачком" несколько понижается (обычно на несколько вольт или даже больше). Это понижение напряжения $U_а$ объясняется перераспределением подводимого напряжения $E_а$ между внутренним сопротивлением самого прибора R_0 и ограничительным сопротивлением $R_{огр}$.

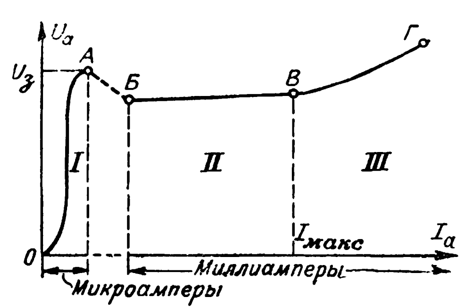


Рис. 10-4. Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда.

До зажигания при темном разряде сопротивление прибора R_0 огромно. Оно много больше $R_{огр}$, которое не очень велико, а выбрано таким, чтобы мог происходить тлеющий разряд. Практически все подводимое напряжение $E_а$ при темном разряде приложено к прибору. На сопротивлении $R_{огр}$ падение напряжения от ничтожно малого тока темного разряда близко к нулю. С возникновением тлеющего разряда ток резко возрастает и создает уже на $R_{огр}$ заметное падение напряжения, которое вычитается из $E_а$, и за счет этого напряжение на приборе $U_а$ понижается.

Иначе говоря, после зажигания R_0 резко уменьшается и становится соизмеримым с $R_{огр}$. Напряжение $E_а$ перераспределяется, и некоторая заметная его часть будет падать на $R_{огр}$, а $U_а$ соответственно уменьшится. Если до зажигания можно считать $U_а \approx E_а$, то после зажигания $U_а = E_а - i_а R_{огр}$. При этом $E_а$ непосредственно перед зажи-

ганием и после него можно практически считать одинаковым, так как если $E_а$ почти равно $U_з$, то достаточно незначительного его увеличения, т. е. небольшого перемещения ползунка потенциометра, чтобы уже возник тлеющий разряд.

Таким образом, возникновение тлеющего разряда обнаруживается по характерным скачкам тока вверх и напряжения вниз, что легко заметить по измерительным приборам. Кроме того, возникает свечение газа около катода. На графике на рис. 10-4 процессу зажигания соответствует участок *АБ*. Он показан пунктиром потому, что его нельзя снять по точкам с помощью обычных измерительных приборов. Этот участок характеристики можно наблюдать только с помощью осциллографа.

Иногда при экспериментальном снятии вольт-амперной характеристики за напряжение зажигания ошибочно принимают напряжение, соответствующее точке *Б*. Однако это напряжение является рабочим напряжением тлеющего разряда, а не напряжением возникновения разряда. Практически величина $U_з$ есть то наибольшее напряжение, которое удается наблюдать при увеличении напряжения с помощью потенциометра перед возникновением разряда, т. е. перед тем, как получится скачок напряжения в сторону уменьшения, скачок тока и появится свечение газа. Что же касается точки *Б*, то ее положение зависит от величины ограничительного сопротивления. Чем оно меньше, тем больше ток после возникновения тлеющего разряда и тем правее расположена точка *Б*.

После зажигания дальнейшее увеличение подводимого напряжения $E_а$ сопровождается интересным явлением. Ток растет, а напряжение на приборе увеличивается незначительно, оставаясь почти постоянным, пока ток не превысит некоторое значение $I_{макс}$ (точка *В*). Этот своеобразный режим называется режимом нормального катодного падения. Для него характерны также прохождение тока не через всю поверхность катода и соответственно свечение газа лишь у части этой поверхности. При малом токе только небольшая часть поверхности катода является рабочей. А с возрастанием тока рабочая поверхность катода увеличивается пропорционально току и плотность тока у катода $j_к$ остается неизменной. Наконец, при токе $I_{макс}$ вся поверхность катода становится рабочей и охватывается свечением.

Режим нормального катодного падения используется в стабилитронах, о которых рассказано в следующем параграфе. Этот режим можно объяснить следующим образом. Пусть электроды имеют форму, показанную на рис. 10-5, т. е. поверхность катода значительно больше поверхности анода, и в цепь включено ограничительное сопротивление достаточной величины. В этом случае при увеличении подводимого напряжения после зажигания установится сравнительно небольшой ток. Но тлеющий разряд может существовать лишь при условии, что плотность тока на катоде не слишком мала, так как только тогда из катода будет выбиваться достаточное количество электронов, необходимое для поддержания тока. Следовательно, разряд сразу не может распространиться на всю поверхность катода, так как при этом плотность тока была бы слишком малой. Ток будет проходить только через часть, поверхности катода, которая заштрихована на рис. 10-5. При этом плотность тока оказывается достаточной и тлеющий разряд существует.

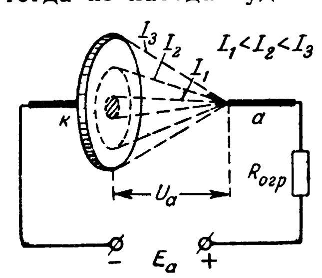


Рис. 10-5. Изменение рабочей площади катода в режиме нормального катодного падения.

Падение напряжения на приборе равно $U_а = i_а R_0$, где R_0 — внутреннее сопротивление прибора постоянному току, т. е. сопротивление своеобразного ионизированного газового проводника между анодом и рабочей частью поверхности катода. На рис. 10-5 этот „проводник" имеет форму конуса. Если увеличить подводимое напряжение, то ток возрастет и пропорционально увеличится рабочая площадь катода. Так как площадь поперечного сечения ионизированного газового „проводника" стала большей, то сопротивление R_0 соответственно уменьшится. Таким образом, R_0 уменьшается в столько раз, во сколько увеличивается ток $i_а$, а произведение $i_а R_0$ остается постоянным. В действительности это произведение все же немного возрастает.

Рассмотренный режим возможен только до тех пор, пока рабочая площадь катода меньше его полной поверхности. Как только разряд распространится на всю поверхность катода, то при дальнейшем увеличении напряжения $E_а$ ток возрастает, но рабочая площадь катода уже остает-

ся неизменной. Плотность тока на катоде начинает расти. Сопротивление R_0 уже не может уменьшаться пропорционально возрастанию тока за счет увеличивающейся площади поперечного сечения разряда и произведение $i_a R_0$, т. е. падение напряжения на приборе, возрастает. Этот режим называется режимом аномального катодного падения. Ему соответствует область *III* на рис. 10-4, т. е. участок *ВГ*.

В этом режиме R_0 все же несколько уменьшается при возрастании тока за счет того, что увеличивается проводимость ионизированной газовой среды, так как число ионов и электронов в единице объема газа растет. Однако это уменьшение R_0 происходит уже не пропорционально току, а в меньшей степени и напряжение U_a увеличивается. При этом также усиливается яркость свечения газа около катода и свечение распространяется все больше и больше на область плазмы. В режиме аномального катодного падения работают газосветные лампы, которые рассматриваются ниже.

Итак, тлеющий разряд может происходить в двух видах, которым соответствуют области *II* и *III* на рис. 10-4. Если же продолжать увеличивать подводимое напряжение, то ток и напряжение будут расти и в конце концов скачком возникнет дуговой разряд, который, как мы уже указывали, недопустим для приборов тлеющего разряда.

10-4. СТАБИЛИТРОНЫ

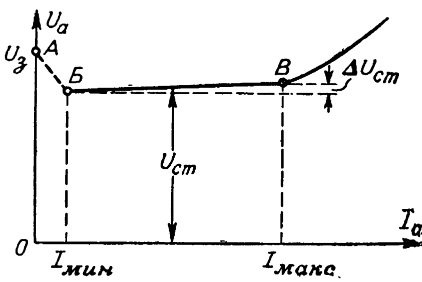
Важными приборами, в которых используется тлеющий или коронный разряд, являются стабилитроны или ионные стабилизаторы напряжения. Их также называют газоразрядными стабилизаторами или стабиливолтами. Рассмотрим сначала наиболее широко распространенные стабилитроны тлеющего разряда, работающие в режиме нормального катодного падения.

Поскольку темный разряд, предшествующий возникновению тлеющего разряда, не используется и не представляет интереса, то обычно изображают вольт-амперную характеристику стабилитрона так, как показано на рис. 10-6. Точка зажигания *А* изображена здесь на вертикальной оси. При экспериментальном снятии подобной характеристики практически так и получается, потому что миллиампер-

метр, включенный для измерения тока тлеющего разряда, не покажет ничтожно малого тока темного разряда.

Область нормального катодного падения, пригодная для стабилизации, ограничена минимальным током $I_{мин}$ и максимальным $I_{макс}$. При токе, меньшем, чем $I_{мин}$, разряд становится неустойчивым, так как плотность тока на катоде слишком мала и разряд может прекратиться. Ток $I_{макс}$ либо соответствует началу режима аномального катодного падения, либо при нем уже достигается предельный допустимый нагрев электродов.

Скачок тока при зажигании может быть различным в зависимости от величины ограничительного сопротивления $R_{огр}$. Если оно имеет достаточно большую величину, то после зажигания появляется сравнительно небольшой ток, а если взять малое $R_{огр}$, то возникает большой ток и точка *Б* перемещается к точке *В*. Для целей стабилизации это невыгодно, так как участок характеристики *БВ*, на котором именно и получается стабилизация напряжения, сокращается. При малом $R_{огр}$ может даже произойти скачок тока сразу в область аномального катодного падения, и тогда стабилизации напряжения вообще не получится. Таким образом, для стабилитрона ограничительное сопротивление достаточной величины необходимо по двум причинам: чтобы не произошло чрезмерного возрастания тока (короткого замыкания) и чтобы мог существовать режим стабилизации напряжения.



ис. 10-6. Вольт-амперная характеристика стабилитрона.

Чем больше площадь катода, тем шире получается область стабилизации *БВ*, так как значение $I_{мин}$ остается неизменным, а величина $I_{макс}$ возрастает пропорционально площади катода. Поэтому для стабилитронов характерен катод с большой поверхностью. Анод, наоборот, делается малых размеров. Важно только, чтобы он не перегревался при прохождении тока $I_{макс}$.

В настоящее время у нас выпускаются двухэлектродные стабилитроны тлеющего разряда с цилиндрическим

катодом из никеля или стали. Вдоль его оси расположен анод в виде проволочки диаметром 1—1,5 *мм* (рис. 10-7,*а*). Баллон обычно наполнен смесью двух или трех инертных газов, в качестве которых используются неон, аргон и гелий при давлении в несколько десятков миллиметров ртутного столба.

Основными параметрами стабилитронов являются: нормальное рабочее напряжение или напряжение стабилизации $U_{ст}$, соответствующее обычно средней точке области стабилизации, напряжение зажигания $U_з$, минимальный и максимальный токи $I_{мин}$ и $I_{макс}$, определяющие практические границы области стабилизации. Для уменьшения напряжения зажигания на внутренней поверхности катода имеется проводничок (он показан на рис. 10-7,*а*). Между ним и анодом получается уменьшенное расстояние, за счет чего снижается величина $U_з$. Без этого проводничка зажигание стабилитрона соответствовало бы какой-то более высоко расположенной точке на восходящей (правой) части характеристики возникновения разряда (см. рис. 10-2).

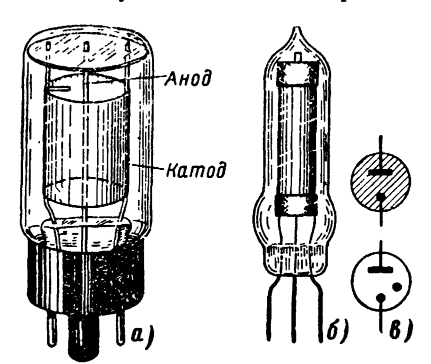


Рис. 10-7. Устройство стабилитронов тлеющего разряда (*а*) и коронного разряда (*б*) и изображение стабилитронов на схемах (*в*).

Поверхность катода с внутренней стороны обычно активируется, для того чтобы легче получалась эмиссия электронов под ударами ионов. Благодаря этому снижается напряжение $U_{ст}$, при котором работает стабилитрон. Практически напряжение $U_з$ превышает напряжение стабилизации $U_{ст}$ на несколько вольт или даже на 10—20 *в*.

Наиболее распространены сейчас следующие типы стабилитронов: пальчиковые СГ1П* на напряжение стабилизации 150 *в* и СГ2П на 105 *в*, стабилитроны нормальных размеров с восьмиштырьковым цоколем СГ2С, СГ3С и СГ4С соответственно на напряжения 75, 105 и 150 *в*

* Буквы СГ означают «стабилизатор газовый».

и миниатюрный СГ5Б на 150 *в*. Ток $I_{мин}$ для всех типов равен 5 *ма*, $I_{макс}$ для СГ1П, СГ2П и СГ4С — 30 *ма*, для СГ2С и СГ3С — 40 *ма* и для СГ5Б — 10 *ма*.

В пределах области стабилизации напряжение стабилизации изменяется на величину ΔU, которая не превышает нескольких вольт (обычно 2 — 4 *в*). Работа стабилитрона с током свыше $I_{макс}$ не рекомендуется, так как, во-первых, ухудшается стабилизация вследствие перехода в режим аномального катодного падения, а, во-вторых, прибор перегружается и электроды перегреваются.

Стабилитроны могут иметь число электродов больше 2, и тогда они одновременно являются делителями напряжения. В частности, у нас выпускались пятиэлектродные стабилитроны, имевшие четыре разрядных промежутка каждый с напряжением стабилизации 70 *в*. От таких стабилитронов можно было получать напряжения 70, 140, 210 и 280 *в*. Электроды стабилитронов-делителей представляют собой коаксиальные цилиндры различных диаметров, вставленные один в другой. Цилиндр с наибольшим диаметром является катодом всего прибора, цилиндр наименьшего диаметра служит анодом. У промежуточных цилиндров внешняя поверхность работает анодом, внутренняя — катодом. Поэтому внутренние поверхности цилиндров активируются. В настоящее время стабилитроны-делители у нас не производятся.

Помимо стабилитронов тлеющего разряда, в настоящее время выпускаются стабилитроны коронного разряда. Для них характерны более высокие напряжения, но значительно меньшие рабочие токи, нежели для стабилитронов тлеющего разряда. Устройство новых стабилитронов показано на рис. 10-7,*б*. Электроды у них имеют цилиндрическую форму и сделаны из никеля. Баллоны наполнены водородом, причем от величины давления газа зависит напряжение стабилизации.

Выпущены три типа стабилитронов коронного разряда: СГ7С, СГ8С и СГ9С. Давление водорода в их баллонах составляет соответственно около 16, 80 и 140 *мм рт. ст.* Максимальное напряжение зажигания у них равно 480, 970 и 1 320 *в*, а напряжение стабилизации в диапазоне рабочих токов изменяется в пределах 380—400, 880—920 и 1 220—1 238 *в*. Рабочие токи для СГ7С и СГ8С 3—100 *мка*, для СГ9С 10—100 *мка*. Внутреннее сопротивление переменному току у этих стабилитронов весьма велико и состав-

ляет несколько сотен килоом. До зажигания имеется заметный ток утечки, обусловленный проводимостью поверхности керамических вставок, на которую в процессе тренировки стабилитрона оседают частицы никеля. При напряжении 0,75 $U_{ст}$ ток утечки равен 0,5 *мка* для СГ7С и СГ8С, а для СГ9С он доходит до 2 *мка*. Процесс зажигания стабилитронов коронного разряда длится 15—30 *сек*.

10-5. ПРИМЕНЕНИЕ СТАБИЛИТРОНОВ

Схема включения стабилитрона показана на рис. 10-8. Стабилитрон всегда соединяется параллельно с нагрузочным сопротивлением $R_н$, а последовательно включается ограничительное сопротивление $R_{огр}$. Нагрузочным сопротивлением является тот или иной потребитель (например, анодные цепи и цепи экранных сеток какого-либо усилителя и т. д.), который нужно питать стабильным напряжением. Напряжение источника E должно быть значительно выше, чем напряжение стабилизации $U_{ст}$, и во всяком случае достаточным для зажигания стабилитрона.

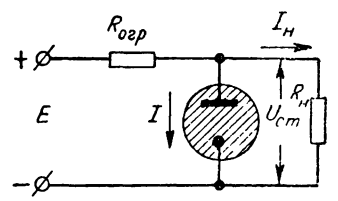


Рис. 10-8. Схема включения стабилитрона.

Чем выше напряжение E, тем больше должно быть $R_{огр}$, и тогда стабилизация напряжения сохраняется при изменении E в более широких пределах. Однако при большем $R_{огр}$ возрастают потери в нем и к. п. д. схемы снижается. Вообще к. п. д. получается низким, так как потери мощности в самом стабилитроне и $R_{огр}$ могут быть бо́льшими, чем полезная мощность, отдаваемая потребителю. Этим главным образом объясняется то, что стабилитроны применяются только для питания установок со сравнительно небольшой мощностью, в которых повышение к. п. д. не имеет такого существенного значения, как в более мощных установках. Кроме того, стабилитроны на большие токи, конечно, имели бы слишком большие размеры, что было бы неудобно.

Стабилитроны наиболее часто применяются в случае, когда сопротивление нагрузки неизменно ($R_н = \text{const}$), а напряжение источника изменяется, т. е. является нестабильным ($E = \text{var}$). Работа в таком режиме происходит

следующим образом. Когда напряжение источника повышается, то увеличивается ток стабилитрона и почти все изменение напряжения приходится на долю $R_{огр}$. Напряжение на самом стабилитроне, а следовательно, и на $R_н$ остается почти постоянным и лишь незначительно возрастает, если, конечно, изменение тока стабилитрона не выходит за пределы режима нормального катодного падения. При уменьшении E все происходит аналогично, но только в обратную сторону.

Расчет величины $R_{огр}$, обеспечивающего такой режим стабилизации, делают по закону Ома. Если напряжение источника изменяется в обе стороны от некоторого среднего значения $E_{ср}$, то $R_{огр}$ определяют по формуле

$$R_{огр} = \frac{E_{ср} - U_{ст}}{I_{ср} + I_н}, \qquad (10\text{-}2)$$

где $I_{ср}$ — средний ток стабилитрона, равный $I_{ср} = \frac{I_{мин} + I_{макс}}{2}$, а $I_н$ — ток нагрузки, равный $I_н = \frac{U_{ст}}{R_н}$.

Величина $E_{ср}$ определяется по максимальному и минимальному значениям напряжения источника как $E_{ср} = \frac{E_{мин} + E_{макс}}{2}$.

Иногда расчет ведут, исходя из того, что напряжение источника изменяется от значения $E_{макс}$ только в сторону уменьшения. Тогда

$$R_{огр} = \frac{E_{макс} - U_{ст}}{I_{макс} + I_н}. \qquad (10\text{-}3)$$

А если напряжение источника меняется только в сторону увеличения от некоторого значения $E_{мин}$, то $R_{огр}$ можно рассчитать по формуле

$$R_{огр} = \frac{E_{мин} - U_{ст}}{I_{мин} + I_н}. \qquad (10\text{-}4)$$

Величины $R_{огр}$, рассчитанные по приведенным трем формулам, вообще говоря, получаются различными.

Следует иметь в виду, что далеко не всегда можно получить стабилизацию при любых пределах изменений

напряжения источника. Поэтому после расчета $R_{огр}$ следует проверить, будет ли сохраняться стабилизация при всех изменениях E от $E_{мин}$ до $E_{макс}$. Эта проверка делается следующим образом.

При изменении тока стабилитрона от $I_{мин}$ до $I_{макс}$ напряжение на $R_{огр}$ изменяется на величину $\Delta E = R_{огр}(I_{макс} - I_{мин})$. Очевидно, что стабилизация возможна только при изменении E не более, чем на ΔE. Следовательно, если $\Delta E \geqslant E_{макс} - E_{мин}$, то стабилизация будет во всем диапазоне изменений напряжения источника. А если окажется, что $\Delta E < E_{макс} - E_{мин}$, то это означает, что стабилизация будет только на некоторой части всего диапазона изменений величины E, причем эта часть тем меньше, чем меньше ΔE по сравнению с $E_{макс} - E_{мин}$.

Поскольку $I_{макс}$ и $I_{мин}$ для данного типа стабилитрона являются постоянными, то ясно, что ΔE пропорционально $R_{огр}$. Но величина $R_{огр}$ тем больше, чем больше разница между E и $U_{ст}$ и чем меньше $I_{н}$. Таким образом, для получения стабилизации в более широких пределах необходимы более высокое напряжение источника и возможно меньший ток нагрузки. Как уже отмечалось выше, это, к сожалению, приводит к снижению к. п. д.

Из сказанного также следует, что при большом токе нагрузки, когда $R_{огр}$ получается малым, стабилизация будет происходить в очень узких пределах изменений напряжения источника E, что невыгодно. Поэтому практически имеет смысл применять стабилитроны при токах $I_{н}$, не превышающих значительно ток $I_{макс}$.

По известным величинам $E_{макс}$, $E_{мин}$, $I_{макс}$, $I_{мин}$ и $U_{ст}$ можно определить, при каких токах нагрузки стабилизация будет получаться на всем диапазоне изменений напряжения E. Действительно, для этого должно соблюдаться равенство $\Delta E = E_{макс} - E_{мин} = R_{огр}(I_{макс} - I_{мин})$, из которого следует:

$$R_{огр} = \frac{E_{макс} - E_{мин}}{I_{макс} - I_{мин}}. \qquad (10\text{-}5)$$

Но, с другой стороны, $R_{огр}$ определяется формулой (10-2). Приравнивая правые части выражений (10-5) и (10-2), т. е. исключая из них $R_{огр}$, получаем уравнение, которое сле-

дует решить относительно $I_н$. Не приводя промежуточных преобразований, даем окончательный результат:

$$I_н = \frac{(E_{мин} - U_{ст}) I_{макс} - (E_{макс} - U_{ст}) I_{мин}}{E_{макс} - E_{мин}}. \qquad (10\text{-}6)$$

Если ток $I_н$ превышает найденное по данной формуле значение, то стабилизация получится не для всего диапазона изменений напряжения источника.

Необходимо также, чтобы минимальное напряжение источника $E_{мин}$ было достаточным для зажигания стабилитрона. Так как в момент зажигания ток стабилитрона можно считать равным нулю, то величина E не должна быть меньше, чем $U_з + I_н R_{огр}$. Следовательно, для того чтобы стабилитрон зажигался при любом напряжении источника в пределах от $E_{мин}$ до $E_{макс}$, необходимо выполнение условия $E_{мин} > U_з + I_н R_{огр}$. При расчете схем со стабилитронами нужно проверять выполнение и этого условия.

Рассмотрим числовой пример расчета схемы стабилизации напряжения. Пусть требуется получить стабильное напряжение $U_{ст} = 150$ *в* при токе $I_н = 12{,}5$ *ма*, если напряжение источника меняется от $E_{мин} = 250$ *в* до $E_{макс} = 350$ *в*. Для этой цели пригодны стабилитроны СГ1П или СГ4С, у которых $U_з = 180$ *в*; $U_{ст} = 150$ *в*; $I_{мин} = 5$ *ма* и $I_{макс} = 30$ *ма*.

Находим величины:

$$E_{ср} = \frac{250 + 350}{2} = 300 \text{ в}; \quad I_{ср} = \frac{5 + 30}{2} = 17{,}5 \text{ ма};$$

$$R_{огр} = \frac{300 - 150}{17{,}5 + 12{,}5} = 5 \text{ ком}.$$

Проверим, в каких пределах изменений E получается стабилизация: $\Delta E = 5(30 - 5) = 125$ *в* $> 350 - 250 = 100$ *в*. Как видно, при всех изменениях напряжения источника от 250 до 350 *в*, т. е. на 100 *в*, стабилизация сохраняется.

Теперь проверим зажигание стабилитрона при минимальном напряжении источника: $U_з + I_н R_{огр} = 180 + 12{,}5 \cdot 5 = 242{,}5 < 250$ *в*. Таким образом, зажигание обеспечивается при всех значениях напряжения E.

Интересно определить, при каких величинах тока $I_н$ стабилизация уже не будет получаться во всем диапазоне изменений E:

$$I_н = \frac{(250 - 150) \cdot 30 - (350 - 150) \cdot 5}{350 - 250} = 20 \text{ ма}.$$

Следовательно, если $I_н > 20$ *ма*, то стабилизация уже не может сохраняться во всем диапазоне изменений напряжения E от 250 до 350 *в*. Действительно, пусть, например, $I_н = 32,5$ *ма*. Тогда получаем:

$$R_{огр} = \frac{300 - 150}{17,5 + 32,5} = 3 \text{ ком}$$

и

$$\Delta E = 3(30 - 5) = 75 \text{ в} < 350 - 250 = 100 \text{ в}.$$

Если нужно стабилизировать напряжения, более высокие, чем те, на которые рассчитаны выпускаемые стабилитроны, то можно соединять их последовательно в любом количестве (рис. 10-9,*а*). Практически, чтобы схема не была громоздкой, редко включают более двух-трех стабилитронов. При этом они могут быть на разные напряжения, но должны иметь одинаковые значения $I_{мин}$ и $I_{макс}$. В случае различных $I_{макс}$ расчет надо вести по их наименьшему

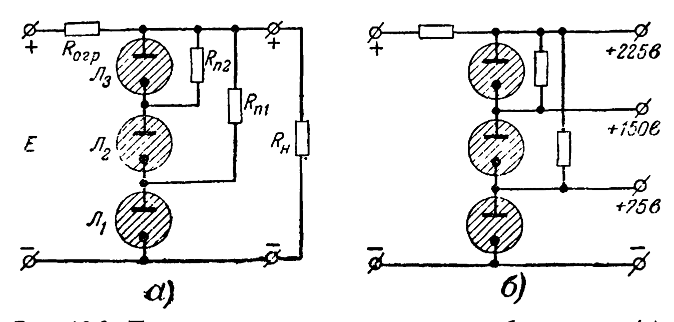


Рис. 10-9. Последовательное соединение стабилитронов (*а*) и получение нескольких напряжений при таком соединении (*б*).

значению. Для понижения напряжения зажигания цепочки последовательно соединенных стабилитронов включают так называемые пусковые сопротивления ($R_{п1}$, $R_{п2}$ на рис. 10-9,*а*). Эти сопротивления должны быть значительно бо́льшими, чем $R_{огр}$ или $R_н$. Они обычно равны нескольким сотням килоом. Их действие можно пояснить следующим примером.

Пусть последовательно соединены три стабилитрона, имеющие $U_{ст} = 75$ *в* и $U_з = 100$ *в*. Рассмотрим для простоты их зажигание в случае, когда $R_н$ отключено. При отсутствии пусковых сопротивлений, если считать, что напряжение распределяется между стабилитронами поровну,

необходимое напряжение зажигания составляет $3 \cdot 100 = 300$ *в*. А при наличии этих сопротивлений все напряжение источника через $R_{п1}$ приложено к стабилитрону $Л_1$, в котором возникнет разряд. На нем установится напряжение 75 *в*, а остальное напряжение, равное $(E - 75)$ *в*, будет практически все падать на $R_{п1}$, так как $R_{огр} \ll R_{п1}$. Через сопротивление $R_{п2}$ это напряжение будет приложено к стабилитрону $Л_2$, в котором также возникнет разряд и установится падение напряжения 75 *в*. Для того чтобы возник разряд в стабилитроне $Л_3$, напряжение на нем, равное $(E - 2 \cdot 75)$ *в*, должно быть не меньше $U_з = 100$ *в*. Отсюда следует, что E должно быть не менее $100 + 2 \cdot 75 = 250$ *в*, т. е. оно может быть на 50 *в* ниже, чем при отсутствии пусковых сопротивлений. Таким образом, напряжение источника, достаточное для зажигания последовательно включенных стабилитронов при наличии пусковых сопротивлений, должно быть равно:

$$E \geqslant U_з + (n-1) U_{ст}, \qquad (10\text{-}7)$$

где n — число включенных стабилитронов.

Цепочка из нескольких стабилитронов, соединенных последовательно, может быть использована в качестве делителя, дающего различные по величине стабильные напряжения. Соответственно этому различные потребители могут быть подключены к одному или нескольким стабилитронам. Например, от трех стабилитронов СГ2С можно получать напряжения 75, 150 и 225 *в* (рис. 10-9,*б*).

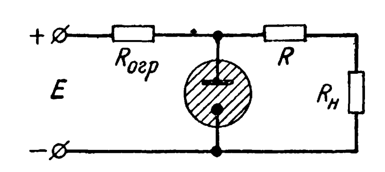


Рис. 10-10. Понижение стабилизированного напряжения.

Иногда напряжение на потребителе должно отличаться от тех стандартных напряжений 75, 105, 150 *в* и т. д., на которые рассчитаны стабилитроны, или их комбинаций. Тогда следует включать стабилитрон (или несколько стабилитронов последовательно) на ближайшее большее напряжение и поглощать излишек напряжения на добавочном сопротивлении R, включенном последовательно с $R_н$ (рис. 10-10). Например, если требуется получить стабильное напряжение 120 *в* при токе $I_н = 10$ *ма*, то надо взять стабилитрон на 150 *в*, а излишек напряжения 30 *в*

погасить на сопротивлении, которое должно быть равно $R=\frac{30}{10}=3$ *ком.*

Параллельное соединение стабилитронов не применяется, хотя может показаться, что его было бы полезно применить для увеличения токов $I_{мин}$ и $I_{макс}$. Но различные экземпляры стабилитронов данного типа никогда не имеют точно одинаковые напряжения зажигания и напряжения стабилизации. В результате этого при подаче напряжения на параллельно соединенные стабилитроны зажигается лишь один из них, а именно тот, у которого величина $U_з$ наименьшая. Притом напряжение на нем скачком понижается и остальные стабилитроны уже не могут быть зажжены. Если каким-то путем их и удалось бы зажечь, то вследствие разницы в величинах их напряжений стабилизации они работали бы в весьма различных режимах: одни — с недогрузкой, другие — с перегрузкой. Возможно даже, что отдельные стабилитроны работали бы в режиме аномального катодного падения. Они не принимали бы участия в стабилизации, а наоборот, представляли бы собой дополнительную бесполезную нагрузку и уменьшали бы пределы стабилизации по напряжению. Конечно, можно подобрать близкие по параметрам стабилитроны, но это сложно, неудобно и не очень надежно, так как с течением времени параметры меняются и притом неодинаково у разных экземпляров приборов.

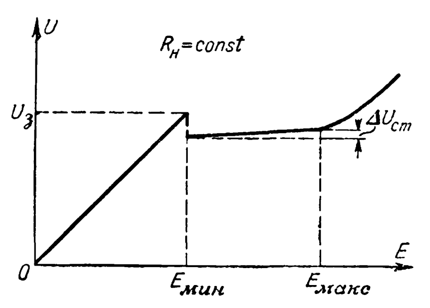


Рис. 10-11. Характеристика стабилизации при изменении напряжения источника.

Результат стабилизации наглядно показывает характеристика стабилизации, изображающая зависимость напряжения на стабилитроне U от напряжения источника E. Примерный ее вид дан на рис. 10-11. До зажигания стабилитрона напряжение на нем U растет пропорционально E, как это и должно быть по закону Ома. При некотором значении напряжения E стабилитрон зажигается и напряжение на нем скачком понижается. После этого наступает режим стабилизации и при увеличении E до

некоторого предела напряжение U возрастает незначительно. Дальнейшее повышение E переводит стабилитрон в режим аномального катодного падения, и стабилизация нарушается.

Эффективность стабилизации принято оценивать **коэффициентом стабилизации** $k_{ст}$, который показывает, во сколько раз относительное изменение напряжения на стабилитроне $\frac{\Delta U_{ст}}{U_{ст}}$ меньше, чем относительное изменение напряжения источника $\frac{\Delta E}{E}$, т. е.

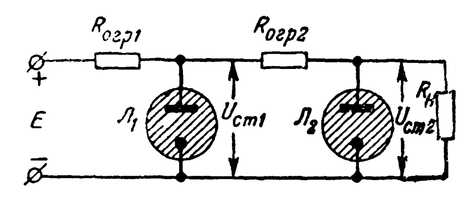


Рис. 10-12. Каскадное включение стабилитронов.

$$k_{ст} = \frac{\Delta E}{E} : \frac{\Delta U_{ст}}{U_{ст}}. \qquad (10\text{-}8)$$

Практически стабилитрон может обеспечить $k_{ст}$ порядка 10 — 20. Например, если $k_{ст} = 10$; $E = 200$ *в* и $U_{ст} = 75$ *в*, то при изменении напряжения источника на $\Delta E = 40$ *в*, т. е. на 20%, напряжение на стабилизаторе изменится только на 2%, т. е. на 1,5 *в*.

Значительное увеличение коэффициента стабилизации можно получить при каскадном соединении нескольких стабилитронов, показанном на рис. 10-12. В этой схеме напряжение, полученное на первом стабилитроне $Л_1$, подается через ограничительное сопротивление $R_{огр\,2}$ на второй стабилитрон $Л_2$, параллельно которому присоединено сопротивление нагрузки. Если коэффициенты стабилизации стабилитронов равны $k_{ст\,1}$ и $k_{ст\,2}$, то общий коэффициент стабилизации равен:

$$k_{ст} = k_{ст\,1} k_{ст\,2}. \qquad (10\text{-}9)$$

При двух стабилитронах можно получить $k_{ст}$ от 100 до 400. Недостатком рассматриваемой схемы является

значительное понижение к. п. д., так как потери мощности получаются в двух стабилитронах и двух ограничительных сопротивлениях. Поэтому более двух стабилитронов по такой схеме обычно не включают. Стабилитрон $Л_2$, очевидно, должен быть выбран на более низкое напряжение, нежели $Л_1$. Расчет $R_{огр\,1}$ делается так, как было рассмотрено выше, а при расчете $R_{огр\,2}$ следует учесть, что напряжение на входе второго каскада стабилизатора $U_{ст\,1}$ изменяется в очень небольших пределах. Практически можно считать его постоянным и вести расчет на ток стабилитрона $Л_2$, лишь немного превышающий его минимальное значение.

Стабилитроны могут также применяться для стабилизации напряжения на изменяющемся сопротивлении нагрузки при постоянном напряжении источника E. Схема включения в этом случае не отличается от изображенной на рис. 10-8. Расчет ограничительного сопротивления также проводится прежним методом. Если ток нагрузки $I_н$ меняется от некоторого минимального значения $I_{н.мин}$, соответствующего $R_{н.макс}$, до максимального значения $I_{н\,макс}$, соответствующего $R_{н.мин}$, то можно расчет вести по средним значениям токов:

$$R_{огр} = \frac{E - U_{ст}}{I_{ср} + I_{н.ср}}, \qquad (10\text{-}10)$$

где $I_{ср}$ — по-прежнему средний ток стабилитрона, а $I_{н.ср}$ — средний ток нагрузки, определяемый как

$$I_{н.ср} = \frac{1}{2}(I_{н.мин} + I_{н.макс}).$$

Работа схемы состоит в том, что происходит перераспределение общего тока между стабилитроном и нагрузочным сопротивлением. Например, если ток нагрузки возрастает, то ток стабилитрона почти настолько же уменьшается. При этом напряжение на стабилитроне $U_{ст}$ остается почти постоянным. Общий ток также почти не изменяется, а следовательно, и падение напряжения на ограничительном сопротивлении U_R изменяется весьма незначительно. Но так именно должно быть, поскольку $U_{ст} + U_R = E = \text{const}$.

Конечно, стабилизация возможна только при условии, если ток стабилитрона изменяется в пределах от $I_{мин}$

до $I_{макс}$. Очевидно, что для получения стабилизации при всех значениях тока нагрузки его изменение не должно быть бо́льшим, чем наибольшее изменение тока стабилитрона. Таким образом, условием стабилизации во всем диапазоне изменений $I_н$ является неравенство

$$I_{н.макс} - I_{н.мин} \leqslant I_{макс} - I_{мин}. \qquad (10\text{-}11)$$

Можно рассчитывать $R_{огр}$ также по максимальному или минимальному току. В ча́стности, если $I_н$ меняется от нуля до $I_{н.макс}$, т. е. $R_н$ меняется от бесконечности до некоторого конечного значения, то наиболее выгодно вести расчет по минимальному току стабилитрона:

$$R_{огр} = \frac{E - U_{ст}}{I_{мин} + I_{н.макс}}. \qquad (10\text{-}12)$$

Характеристика стабилизации при изменении нагрузочного сопротивления представляет собой график зависимости напряжения на стабилитроне U от $I_н$ и имеет вид, показанный на рис. 10-13. При уменьшении $R_н$ ток нагрузки возрастает от нуля до $I_{н макс}$, ток стабилитрона соответственно уменьшается, а напряжение U лишь незначительно понижается (участок $АБ$). Когда ток нагрузки достигает $I_{н.макс}$, ток в стабилитроне становится слишком малым и тлеющий разряд прекращается, т. е. стабилитрон гаснет (точка $Б$). Поскольку при этом ток стабилитрона скачком уменьшается до нуля, то также скачком понижается падение напряжения на $R_{огр}$, а напряжение U на стабилитроне и $R_н$ скачком возрастает (точка $В$).

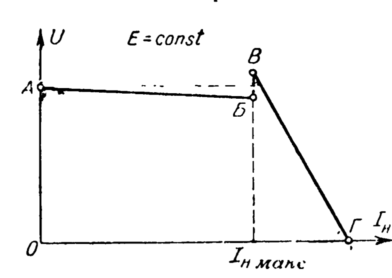


Рис. 10-13. Характеристика стабилизации при изменении сопротивления нагрузки.

После этого стабилизации уже не будет и дальнейшее уменьшение $R_н$ сопровождается резким понижением напряжения по линейному закону, так как напряжение E просто делится между $R_{огр}$ и $R_н$. Если $R_н$ уменьшить до нуля, т. е. создать режим короткого замыкания, то получится неко-

торый наибольший ток короткого замыкания и $U=0$ (точка Γ).

Все, сказанное выше о последовательном и параллельном соединениях стабилитронов, полностью относится и к режиму их работы с изменяющимся сопротивлением нагрузки. Однако в данном режиме уже нельзя осуществлять понижение стабильного напряжения путем включения последовательно добавочного сопротивления в цепь нагрузки (см. рис. 10-10), так как тогда при изменении $I_н$ будет меняться и напряжение на сопротивлении нагрузки $U_н$.

Таким образом, в режиме переменной нагрузки можно получать стабильные напряжения только тех величин, на которые рассчитаны стабилитроны, т. е. 75, 105 и 150 *в*, и их комбинации при последовательном соединении стабилитронов.

Следует отметить, что стабилитрон имеет весьма различные значения внутреннего сопротивления для постоянного и переменного токов. Величина R_0 при изменении тока меняется от нескольких килоом до десятков килоом. Например, у стабилитрона, имеющего $U_{ст}=150$ *в*; $I_{макс}=30$ *ма* и $I_{мин}=5$ *ма*, R_0 меняется соответственно от 5 до 30 *ком*.

Внутреннее сопротивление переменному току R_i имеет гораздо меньшую величину и обычно не превышает нескольких сотен *ом*. Пусть, например, для того же стабилитрона при изменении тока в нем от 5 до 30 *ма* напряжение $U_{ст}$ меняется на 2,5 *в*. Тогда получаем:

$$R_i=\frac{\Delta U_{ст}}{\Delta I}=\frac{2,5}{25}=0,1\ ком=100\ ом.$$

Можно считать, что для переменного тока стабилитрон по своему сопротивлению эквивалентен конденсатору большой емкости (при частоте 50 *гц* сопротивлением 100 *ом* обладает конденсатор емкостью 32 *мкф*). Поэтому применяемые в выпрямителях стабилитроны дают значительное дополнительное сглаживание пульсаций, так как ограничительное сопротивление вместе со стабилитроном действует аналогично сглаживающему реостатно-емкостному фильтру.

Стабилитроны представляют собой наиболее простые устройства для стабилизации напряжения и нашли широкое применение во всех случаях, когда не требуется очень высокий коэффициент стабилизации. Кроме того,

они входят в качестве необходимого элемента в схемы многих электронных стабилизаторов, являющихся более сложными, но и более совершенными.

10-6. ГАЗОСВЕТНЫЕ ЛАМПЫ

В газосветных лампах используется свечение газа при тлеющем или дуговом разряде. Имеется много различных типов таких ламп. К ним относятся, в частности, люминесцентные лампы, иначе называемые лампами дневного света, в которых для увеличения светового потока осуществлено также свечение люминесцирующего вещества, нанесенного на внутреннюю поверхность баллона.

Большинство ионных источников света не имеет прямого отношения к радиотехническим устройствам, и мы их рассматривать не будем. В радиоаппаратуре нашли применение лишь неоновые лампы, которые используются главным образом в качестве индикаторов напряжения. Они представляют собой двухэлектродные приборы тлеющего разряда, работающие обычно в режиме аномального катодного падения.

Электроды неоновых ламп имеют сравнительно небольшие размеры, и ограничительное сопротивление берется таким, чтобы после зажигания сразу наступил режим аномального катодного падения. Конечно, при увеличении $R_{огр}$ возможен режим нормального катодного падения, но вследствие небольших размеров катода этот режим получается в довольно узких пределах изменений тока. Поэтому применять неоновые лампы для стабилизации напряжения не имеет смысла.

Примерный вид вольт-амперной характеристики неоновой лампы показан на рис. 10-14. При зажигании (точка A) получается скачок тока и напряжения и возникает свечение. Увеличение напряжения дает рост тока, причем увеличиваются плотность тока на катоде и яркость свечения.

Характерным является то, что при уменьшении напряжения кривая расположена выше, чем при увеличении напряжения. Получается кривая, напоминающая петлю гистерезиса. Изменения тока отстают от изменений напряжения, и погасание лампы происходит при заметно более низком напряжении, нежели зажигание ($U_{пог} < U_з$). В момент погасания происходит уменьшение тока скачком до нуля, напряжение на лампе также скачком несколько повышается, поскольку падение напряжения на $R_{огр}$ скачком уменьшается до нуля и подводимое к цепи напряжение E

перераспределяется. Если $U_{пог}$ определяется экспериментально, то следует его измерять как наиболее низкое напряжение, получающееся при наличии тока и свечения в лампе (перед самым погасанием).

Наличие некоторой разницы между $U_{пог}$ и $U_з$ характерно для всех ионных приборов. У неоновых ламп $U_{пог}$

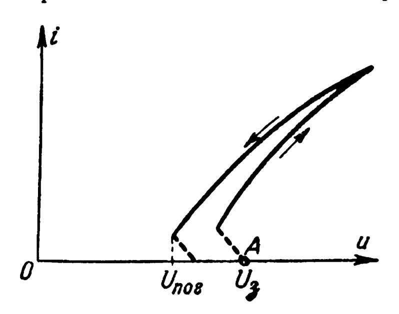


Рис. 10-14. Вольт-амперная характеристика неоновой лампы.

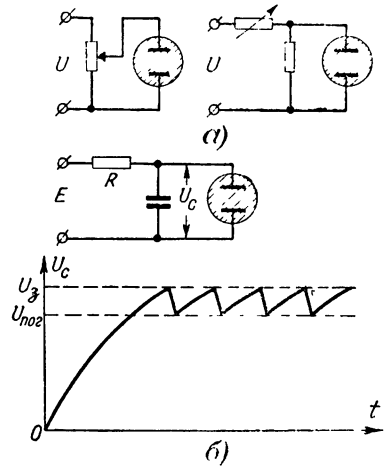


Рис. 10-15. Схемы для измерения напряжения с помощью неоновой лампы (*а*) и генератор пилообразного напряжения с неоновой лампой (*б*).

бывает на несколько единиц или даже десятков вольт ниже, чем $U_з$. Разница между $U_{пог}$ и $U_з$ объясняется тем, что перед зажиганием газ в междуэлектродном пространстве практически не ионизирован и вследствие этого для возникновения разряда необходимо более высокое напряжение. А перед погасанием газ находится в состоянии значительной ионизации, и поэтому разряд может существовать при более низком напряжении.

Неоновая лампа может применяться в качестве индикатора постоянного и переменного напряжений. При переменном напряжении зажигание лампы происходит в момент, когда мгновенное значение напряжения становится равным $U_з$. Можно использовать неоновые лампы также и для измерения напряжения. Если напряжение зажигания неоновой лампы известно (например, заранее измерено), то лампа в сочетании с потенциометром или делителем напряжения (рис. 10-15,*а*) может быть применена для измерения постоянного напряжения, амплитудных значений переменного напряжения и максимальных значений

пульсирующего напряжения. Для осуществления измерения необходимо знать коэффициент деления потенциометра или делителя k, показывающий, во сколько раз делится полное подводимое напряжение U. Если при каком-то коэффициенте деления k лампа зажигается, то напряжение равно $U = U_з k$.

Достоинством данного метода является то, что измерение может производиться при самом слабом свечении лампы, когда она потребляет весьма небольшой ток, составляющий доли миллиампера. Поэтому потенциометр или делитель может быть высокоомным. Недостатками метода являются непостоянство напряжения зажигания неоновой лампы, возможность измерения только напряжений, превышающих $U_з$, и внесение ошибки в измерение за счет шунтирования потенциометра лампой. При переменном напряжении, кроме того, получаются различные ошибки на разных частотах за счет влияния паразитных емкостей, шунтирующих участки потенциометра.

Иногда неоновую лампу применяют в простейшем релаксационном генераторе, создающем пилообразное напряжение (рис. 10-15, *б*). Такой генератор работает следующим образом. Конденсатор C сравнительно медленно заряжается через сопротивление R. Когда напряжение на конденсаторе U_C станет равным напряжению зажигания неоновой лампы $U_з$, то последняя зажигается и конденсатор разряжается через лампу до тех пор, пока U_C не станет равно $U_{пог}$. После этого лампа гаснет и снова происходит заряд конденсатора. График напряжения U_C показан на рис. 10-15, *б*,

Частота колебаний зависит главным образом от величин C и R, а также от напряжения источника E и напряжений $U_з$ и $U_{пог}$. При увеличении C и R возрастает время заряда и разряда конденсатора, т. е. период колебаний, а следовательно, частота понижается. Амплитуда колебаний сравнительно невелика, так как она определяется разностью $U_з - U_{пог}$. В этом заключается основной недостаток подобного генератора.

Изменение яркости свечения, а следовательно, и светового потока неоновой лампы при изменении подводимого к ней напряжения происходит с малой инерцией. Можно получить колебание светового потока с частотой до десятков килогерц. Такое малоинерционное изменение свечения

неоновых ламп используется в фототелеграфии. В приемном фототелеграфном аппарате на фотобумагу действует сфокусированный световой поток от специальной точечной неоновой лампы. К этой лампе подводится напряжение, изменяющееся в соответствии с передаваемыми сигналами изображения. Фотобумага закреплена на барабане, который имеет вращательное и поступательное движение. Поэтому световой поток от лампы пробегает всю поверхность фотобумаги по винтовой линии и в разных местах засвечивает ее в различной степени в зависимости от интенсивности приходящих сигналов. После проявления и закрепления на бумаге воспроизводится переданное изображение.

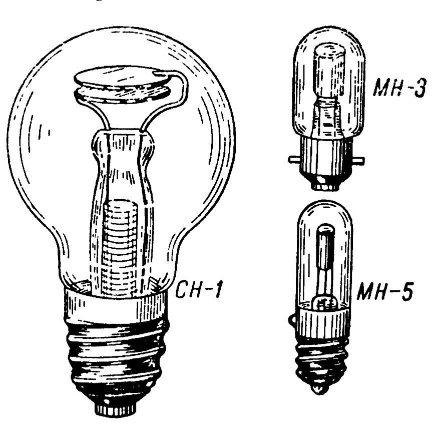


Рис. 10-16. Внешний вид некоторых неоновых ламп (в разных масштабах).

Малая инерционность неоновых ламп позволяет применять их для целей стробоскопии. Освещая неоновой лампой, питаемой переменным током, вращающиеся механизмы, можно видеть их неподвижными или вращающимися с малой скоростью. Таким путем удается наблюдать за состоянием быстро вращающихся деталей. Стробоскопический эффект можно также использовать для определения или установления скорости вращения. Этот метод иногда применяется при записи и воспроизведении звука. Существует еще много других применений неоновых ламп.

Промышленность выпускает несколько различных типов неоновых ламп. На рис. 10-16 показан внешний вид некоторых наиболее распространенных неоновых ламп, применяемых в электронных схемах. Напряжение зажигания у разных типов ламп может быть 60—200 *в*, а иногда и выше. Рабочий ток при нормальном свечении бывает от десятых долей миллиампера до десятков миллиампер. Так, например, часто применяемые миниатюрные лампы МН-3 и МН-5 имеют $U_з$ соответственно 65 и 105 *в*, а ток у них равен 1 и 0,2 *ма*. Для сигнальной лампы СН-1 ток составляет 30 *ма* и $U_з = 150$ *в*.

10-7. ГАЗОТРОНЫ

Газотроны являются ионными диодами с несамостоятельным дуговым разрядом. Они имеют накаливаемый катод, и поэтому разряд в них поддерживается за счет термоэлектронной эмиссии катода. Основным назначением газотронов является выпрямление переменного тока. Широкое применение нашли газотроны двух видов: ртутные, у которых баллон заполнен парами ртути под давлением не выше 0,1 *мм рт. ст.*, и газотроны с инертными газами, в качестве которых используются чаще всего аргон или ксеноно-криптоновая смесь при давлении порядка единиц миллиметров ртутного столба.

У большинства газотронов применяется оксидный катод прямого или косвенного накала, причем у более мощных газотронов он имеет значительную поверхность. Встречаются также катоды из торированного молибдена и др. Анод имеет сравнительно небольшие размеры и делается в форме диска, полусферы или цилиндра. На рис. 10-17 изображены в виде примера ртутные газотроны двух типов: открытой конструкции небольшой мощности (*а*) и закрытой конструкции для больших мощностей (*б*), а также двуханодный газотрон (*в*).

Основное преимущество газотронов перед кенотронами заключается в малом падении напряжения на самом газо-

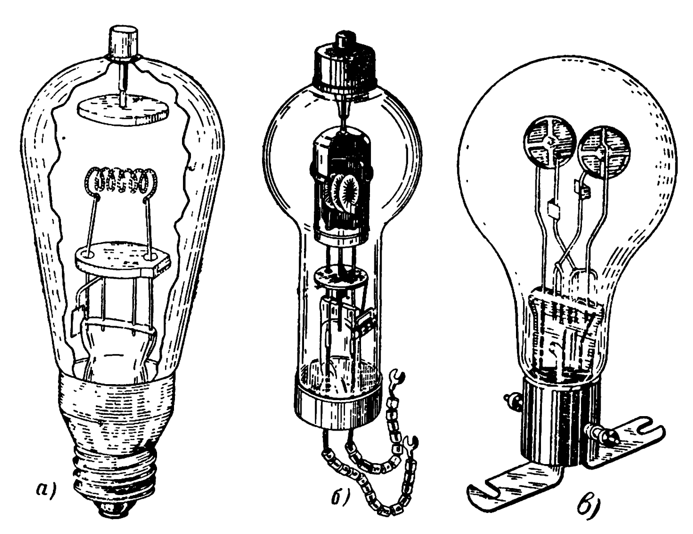


Рис. 10-17. Внешний вид различных газотронов (в разных масштабах).

троне. У ртутных газотронов оно бывает порядка 10 *в* и даже ниже, а в газотронах с инертными газами — порядка 15—30 *в*. Это падение напряжения почти не зависит от величины тока. Оно остается практически одним и тем же при любых допустимых значениях анодного тока. Поэтому к. п. д. у газотронных выпрямителей получается выше, чем у кенотронных, и он тем больше, чем выше выпрямляемое напряжение. В мощных высоковольтных выпрямителях на газотронах к. п. д. может доходить до 99% и выше.

Вольт-амперная характеристика газотрона может быть снята с помощью схемы на рис. 10-3. Примерный вид этой характеристики показан на рис. 10-18. Она несколько напоминает характеристику стабилитрона, но следует помнить, что это только внешнее сходство, так как приборы резко отличаются друг от друга. До зажигания в газотроне наблюдается чисто электронный ток (участок *0А*), который растет при увеличении напряжения так же, как и в обычном вакуумном диоде. Однако вследствие наличия столкновений электронов с атомами газа этот ток очень мал и практического значения не имеет. Если при снятии характеристики в анодную цепь не включен достаточно чувствительный прибор для измерения электронного тока, то последний вообще остается незаметным и точка зажигания *А* располагается на оси напряжения.

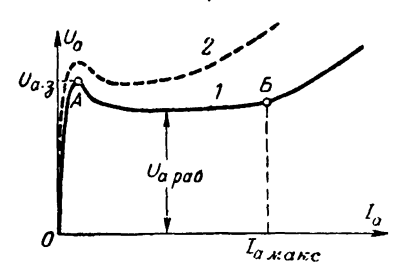


Рис. 10-18. Вольт-амперная характеристика газотрона при нормальном (*1*) и пониженном (*2*) накале.

Зажигание, т. е. возникновение дугового разряда, получается при анодном напряжении $U_{а.з}$, которое обычно незначительно превышает напряжение ионизации. Например, для ртутных газотронов это напряжение получается порядка 10 *в*. Так как газотрон подобно всем ионным приборам включается обязательно через ограничительное сопротивление $R_{огр}$, то после зажигания за счет появившегося тока возникает заметное падение напряжения на $R_{огр}$ и напряжение на самом газотроне несколько снижается.

При дальнейшем увеличении подводимого напряжения $E_а$ ток в газотроне растет, а падение напряжения на нем

$U_а$ меняется незначительно, хотя и не остается таким постоянным, как в стабилитронах. Конечно, не может быть и речи об использовании газотрона для стабилизации напряжения, так как, во-первых, напряжение все же изменяется на 10—20%, а иногда и больше и, во вторых, совершенно невыгодно получать низкое стабилизированное напряжение при наличии значительных затрат энергии на накал газотрона.

Рабочее напряжение на газотроне $U_{а.раб}$ имеет величину такого же порядка, как напряжение ионизации, т. е. для ртутных газотронов оно около 10 *в*, для аргоновых — около 16 *в* и т. д.

Следует также иметь в виду, что постоянство напряжения на газотроне не имеет ничего общего с режимом нормального катодного падения, характерным для приборов тлеющего разряда. В последних такой режим получается за счет увеличения пропорционально току рабочей площади катода. А в газотронах площадь катода не изменяется, но при возрастании тока внутреннее сопротивление прибора постоянному току R_0 уменьшается вследствие того, что растет количество свободных электронов и ионов. Кроме того, увеличивается положительный объемный заряд, созданный ионами, и он приближается к катоду, что равносильно уменьшению расстояния анод — катод.

В газотроне распределение потенциала в пространстве анод — катод примерно такое же, как и в приборах тлеющего разряда (см. рис. 10-1), но только величина напряжения меньше. Почти все напряжение падает в некоторой области вблизи катода.

Если ток в газотроне увеличивать свыше некоторого максимального значения $I_{а.макс}$, то падение напряжения на приборе растет (область правее точки *Б* на рис. 10-18). Подобный режим является недопустимым. При таких больших токах уменьшение внутреннего сопротивления R_0 уже не происходит пропорционально увеличению тока и в результате падение напряжения $U_а = I_а R_0$ возрастает. На рис. 10-18 показана также пунктирной линией вольт-амперная характеристика для случая пониженного напряжения накала. Как видим, она проходит выше, т. е. падение напряжения получается бо́льшим. Это можно объяснить тем, что с понижением накала эмиссия катода уменьшается и в пространстве анод—катод число электронов и ионов становится меньшим, а следовательно, внутрен-

нее сопротивление R_0 возрастает. Но тогда при прежних значениях тока $I_а$ падение напряжения будет бо́льшим. Иначе говоря происходит перераспределение подводимого напряжения $E_а$ между R_0 и $R_{огр}$. Поскольку $R_{огр}$ постоянно, а R_0 возросло, то и напряжение на последнем увеличится.

Во время работы газотрона на его аноде обычно рассеивается сравнительно небольшая мощность. Вообще мощность потерь в газотроне, равная $P_{пот}=I_аU_а$, невелика, так как напряжение $U_а$ значительно меньше, чем в кенотронах, работающих с тем же током. А мощность потерь на аноде $P_а$ в газотроне меньше, чем $P_{пот}$, так как часть энергии движущихся электронов расходуется на возбуждение и ионизацию атомов газа, а также на более слабые соударения с атомами, не вызывающие даже их возбуждения. В результате этих процессов газ нагревается и светится, т. е. излучает.

Вследствие того что $P_а$ мало, анод может иметь сравнительно малые размеры и его охлаждение обычно не создает затруднений. Если в кенотронах для охлаждения анода надо принимать ряд мер (увеличение поверхности, применение ребер, чернение и т. д.), то в газотронах все это необходимо в меньшей степени.

Зато режим работы катода в газотронах оказывается значительно более тяжелым, чем в кенотронах, вследствие того что катод подвергается бомбардировке положительными ионами. Имея сравнительно большую массу, ионы являются своего рода «снарядами тяжелой артиллерии» и могут разрушать оксидный слой катода, если их скорость превысит некоторое максимально допустимое значение. Так, например, ионы ртути начинают разрушать оксидный катод при такой скорости, которую они получают под действием анодного напряжения свыше 25 *в*.

Чтобы такой разрушительной бомбардировки катода ионами не возникало, при эксплуатации газотронов нельзя допускать анодное напряжение выше некоторого значения. Это заставляет при работе с газотронами строго соблюдать определенные правила.

Нельзя допускать недокал катода. Как уже было выяснено выше, при недокале внутреннее сопротивление газотрона увеличивается и падение напряжения на нем возрастает. Оно может стать слишком большим и, придавая ионам повышенную скорость, вызовет недопустимую бом-

бардировку катода. Приведенная на рис. 10-18 вольт-амперная характеристика газотрона для пониженного накала ясно показывает повышение анодного напряжения при недокале.

Пусть, например, с помощью газотрона выпрямляется напряжение с амплитудой 1 000 *в* при максимальном значении тока 1 *а* и в случае нормального накала на сопротивление нагрузки приходится напряжение 980 *в*, а на газотрон — 20 *в*. Очевидно, что внутреннее сопротивление газотрона равно 20 *ом*, а сопротивление нагрузки — 980 *ом*. Если от недокала внутреннее сопротивление газотрона станет вдвое бо́льшим, т. е. 40 *ом*, то общее сопротивление изменится незначительно (вместо 1 000 *ом* оно будет 1 020 *ом*, т. е. увеличится всего лишь на 2%) и ток останется почти без изменения. Но зато падение напряжения на газотроне возрастет почти до 40 *в*, и тогда положительные ионы будут уже разрушать катод.

Нельзя также перегружать газотрон по току, т. е. допускать анодный ток свыше того значения $I_{а.макс}$, после которого наблюдается возрастание анодного напряжения (см. вольт-амперную характеристику). Несоблюдение этого правила приводит к тому, что под действием повышенного анодного напряжения ионы получают увеличенную скорость и, бомбардируя катод, разрушают его.

Чтобы газотрон не работал в режиме недокала, очевидно, следует всегда сначала включать накал, давать катоду разогреться до нормальной рабочей температуры и лишь после этого включать анодное напряжение. Одновременное включение цепей накала и анода у газотронов значительно сокращает срок службы катода. В газотронных выпрямителях обычно предусматривается включение анодной цепи после разогрева катода либо вручную с помощью отдельного выключателя, либо автоматически с помощью реле времени, осуществляющего необходимую задержку. Лишь газотроны с катодом прямого накала из торированного молибдена, работающие в низковольтных выпрямителях, допускают одновременное включение напряжения накала и анода.

Ртутные газотроны требуют еще соблюдения двух дополнительных правил эксплуатации.

Перед включением анодного напряжения ртутные газотроны необходимо прогревать с помощью накала катода в течение определенного времени, для того чтобы получились пары ртути нужной плотности. В этих газотронах

при комнатной температуре количество ртутных паров очень невелико, так как почти вся ртуть находится в жидком состоянии в виде капелек в нижней части баллона и на его стенках, на которых она конденсируется в процессе охлаждения газотрона после выключения.

Когда ртутных паров мало, то получается недостаточное количество ионов и внутреннее сопротивление возрастает. Следовательно, падение напряжения также будет повышенным и бомбардировка катода ионами станет разрушительной. Если же прогреть газотрон путем предварительного включения одного накала, то ртуть испарится и количество ее паров будет достаточным. Внутреннее сопротивление газотрона и падение напряжения на нем станут нормальными, и удары ионов о катод будут уже неопасными. Время предварительного прогрева составляет от нескольких минут для газотронов небольшой мощности до десятков минут для мощных газотронов.

Ртутные газотроны нельзя также применять при низких температурах окружающей среды, поскольку в этих условиях в баллоне не могут быть получены пары ртути в достаточном количестве. А малая плотность паров ртути опять приведет к повышению внутреннего сопротивления газотрона и падению напряжения на нем, что в свою очередь вызовет разрушительную бомбардировку катода ионами. Допустимая температура окружающей среды для ртутных газотронов установлена от $+15$ до $+35°$ С.

Как видно, ртутные газотроны менее удобны в эксплуатации, чем газотроны с инертными газами. Поэтому в последнее время выпускаются газотроны с ксеноно-криптоновой смесью, которые во многих случаях могут заменять ртутные газотроны. Достоинствами ртутных газотронов являются возможность их применения при весьма высоких напряжениях, а также наименьшее по сравнению с другими газотронами падение напряжения на них.

Работа газотронов в выпрямителях имеет некоторые особенности по сравнению с работой кенотронов. В газотронах наблюдается так называемый о б р а т н ы й т о к, который отсутствует в кенотронах. Он получается за счет того, что рекомбинация происходит не мгновенно. Когда положительное напряжение на аноде газотрона уменьшается и доходит до нуля, то соответственно спадает до нуля и анодный ток (рис. 10-19,*а*). Далее, анодное напряжение возрастает в отрицательную сторону.

При этом в междуэлектродном пространстве все еще

имеются электроны и ионы, так как для их рекомбинации и полной деэлектризации разрядного промежутка требуется определенное время. В течение этого времени положительные ионы притягиваются к отрицательно заряженному аноду и, отнимая от него электроны, превращаются в нейтральные атомы. Расход электронов на нейтрализацию ионов пополняется электронами, которые под действием приложенного напряжения приходят к аноду по проводнику анодной цепи (рис. 10-19,*б*), т. е. в этом проводе создается ток. В то же время электроны, имеющиеся

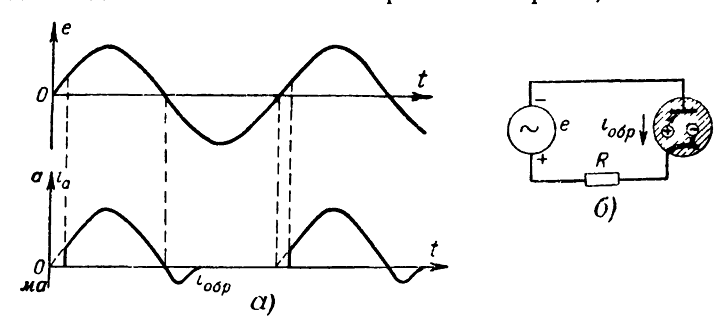


Рис. 10-19. Обратный ток в газотронном выпрямителе (*а*) и схема простейшего выпрямителя с газотроном (*б*).

в плазме, притягиваются к положительно заряженному катоду и, попадая на него, создают ток в проводе, идущем от катода.

Таким образом, в анодной цепи появляется ток обратного направления $i_{обр}$. Его импульс показан на рис. 10-19,*а*. В начале отрицательного полупериода этот ток отсутствует, так как анодное напряжение равно нулю, т. е. нет поля, вызывающего поступательное движение ионов и электронов. Обратный ток становится равным нулю также в момент, когда заканчивается рекомбинация, хотя в это время и существует уже довольно сильное поле между электродами. Очевидно, что в какой-то средний момент между двумя рассмотренными обратный ток достигает максимального значения. В этот момент в междуэлектродном промежутке находится еще достаточное количество ионов и электронов и вместе с тем обратное напряжение имеет уже значительную величину.

Нетрудно понять, что обратный ток тем больше, чем выше амплитуда обратного напряжения и чем выше частота, так как тогда напряжение нарастает быстрее, а так-

же чем медленнее происходит рекомбинация. Большее время рекомбинации соответствует более тяжелым газам, у которых ионы менее подвижны вследствие своей значительной массы. Конечно, величина $i_{обр}$ зависит также и от прямого тока. Чем больше последний, тем большее количество ионов и электронов имеется в плазме в начале отрицательного полупериода и тем сильнее $i_{обр}$. В нормальных условиях обратный ток всегда много меньше прямого тока. Поэтому во многих случаях и, в частности, при расчетах газотронных выпрямителей можно $i_{обр}$ не принимать во внимание. На рис. 10-19,*а* для наглядности $i_{обр}$ показан в ином (резко увеличенном) масштабе, нежели прямой ток.

Однако при некоторых неблагоприятных условиях обратный ток может сильно возрасти и вызвать весьма неприятное явление о б р а т н о г о з а ж и г а н и я. Действительно, если $i_{обр}$ сравнительно большой и обратное напряжение также велико, то ионы, ударяя с повышенной скоростью и в большом количестве в анод, могут выбивать из него электроны. Эти электроны полетят ускоренно к катоду и вызовут ионизацию газа. Если ионизация будет иметь перевес над рекомбинацией, то обратный ток станет нарастать и эмиссия электронов с анода будет увеличиваться. Анод от усиливающейся ионной бомбардировки разогреется и начнет давать еще и термоэлектронную эмиссию. В результате возникает дуговой разряд при обратной полярности анодного напряжения, который и называется обратным зажиганием. Оно приводит к потере газотроном его вентильных свойств, поскольку ток в виде дугового разряда проходит уже в обоих направлениях.

В простейшей однофазной однополупериодной схеме выпрямителя (рис. 10-19,*б*) обратное зажигание лишь нарушает выпрямляющее действие. Но во многих широко распространенных выпрямительных схемах, например в двухфазной схеме с нулевой точкой (обычно ее называют двухполупериодной), мостовой схеме и др., помимо этого, получается короткое замыкание силового трансформатора на весьма малое внутреннее сопротивление двух последовательно соединенных газотронов.

Обратное зажигание может возникать при повышении выпрямляемого напряжения сверх допустимого значения или при повышении частоты. Обычно для газотронов указывается максимально допустимая амплитуда обратного

напряжения для частоты 50 *гц*. Попадание на анод с катода кусочков оксида, особенно легко дающих эмиссию электронов, также иногда является причиной обратного зажигания. В ртутных газотронах обратное зажигание облегчается при повышении плотности паров ртути, например вследствие повышенной температуры окружающей среды, вызывающей усиленное испарение ртути. Попадание капелек ртути на анод также может привести к обратному зажиганию. Так как это возможно во время транспортировки, то следует ртутные газотроны при первоначальном включении прогревать более долго, чтобы ртуть с анода испарилась. Кроме того, эти газотроны должны эксплуатироваться и транспортироваться в вертикальном положении.

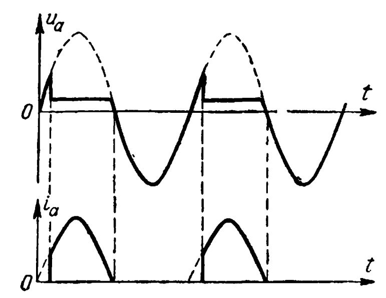


Рис. 10-20. Графики, иллюстрирующие работу газотронного выпрямителя.

На рис. 10-20 изображены графики напряжений и токов, характеризующие выпрямление переменного тока с помощью газотрона. Они показывают, что положительное анодное напряжение сначала растет, доходит до напряжения зажигания, затем скачком несколько уменьшается, а далее во время прохождения тока остается почти постоянным (если ток не превысит максимально допустимую величину $I_{макс}$) и в конце положительного полупериода уменьшается до нуля. Такое изменение напряжения соответствует вольт-амперной характеристике газотрона. Отрицательная полуволна анодного напряжения (обратное напряжение) имеет обычную форму полусинусоиды. А импульсы анодного тока получаются в виде полусинусоид, у которых срезана небольшая часть в начале, так как до зажигания тока практически нет.

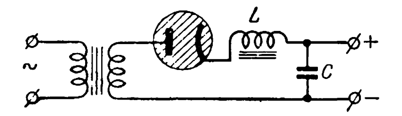


Рис. 10-21. Подключение сглаживающего фильтра к газотронному выпрямителю.

Особенность газотронных выпрямителей состоит в том, что сглаживающие фильтры у них должны начинаться не с конденсатора, а с дросселя (рис. 10-21). Это часто не-

правильно объясняют тем, что конденсатор на входе фильтра увеличивает обратное напряжение примерно вдвое и, следовательно, может привести к обратному зажиганию. Однако газотронные выпрямители, как и любые другие, должны быть рассчитаны так, чтобы обратное напряжение не превышало максимально допустимого значения, и если это условие соблюдается, то обратного зажигания не возникнет.

На самом же деле применять конденсатор на входе фильтра нельзя потому, что при нем через газотрон будут проходить очень большие импульсы зарядного тока, во много раз превышающие допустимый ток $I_{макс}$. При этом падение напряжения на газотроне чрезмерно возрастет и произойдет разрушительная бомбардировка катода ионами, т. е. нарушится одно из двух основных правил эксплуатации газотронов.

Самый большой импульс зарядного тока получится при включении анодной цепи, когда конденсатор еще не заряжен. В этот момент конденсатор равносилен короткому замыканию и, следовательно, все напряжение источника будет приложено к газотрону. Чтобы срок службы газотрона резко не сократился, приходится отказываться от конденсатора на входе сглаживающего фильтра и ставить фильтр, начинающийся с дросселя. К сожалению, подобный фильтр не дает повышения постоянной составляющей выпрямленного напряжения и сглаживает пульсации хуже, чем П-образный фильтр.

Основными величинами, характеризующими газотроны, являются напряжение и ток накала, максимально допустимый выпрямленный (постоянный) ток, максимально допустимое обратное напряжение, падение напряжения на газотроне при максимальном токе, время прогрева перед включением анодного напряжения, срок службы и допустимые пределы температуры окружающей среды. Наименование газотронов содержит на первом месте буквы ГР для ртутных приборов или ГГ для газотронов с инертными газами. Далее следует номер, присвоенный данному типу. Затем после тире ставится дробное число, в котором числитель означает максимальный выпрямленный ток в амперах, а знаменатель — максимальное допустимое обратное напряжение в киловольтах. Например, ГР1-0,25/1,5 означает: газотрон, ртутный, на выпрямленный ток до 0,25 *а* и обратное напряжение до 1,5 *кв*. Некоторое применение находят пока еще и газотроны старых типов, имеющие наи-

менование по старой системе, например одноанодный ртутный газотрон ВГ-129 и двуханодный аргоновый газотрон ВГ-176, применяемый широко в низковольтных выпрямителях.

10-8. ТИРАТРОНЫ

Тиратроны, или газонаполненные триоды, имеют значительно более широкое применение, нежели газотроны. Рассмотрим сначала наиболее распространенные тиратроны с накаленным катодом, работающие подобно газотронам в режиме дугового разряда. Они используются для выпрямления переменного тока и как реле в автоматике, телеуправлении, импульсной технике, радиолокации и других областях. По многим своим свойствам тиратроны сходны с газотронами, однако наличие сетки позволяет осуществлять в тиратронах управление моментом зажигания. Само название тиратрон происходит от греческого слова «тира», означающего «дверь» и подчеркивающего возможность «открывания» тиратрона с помощью сетки.

Как будет показано далее, сетка в тиратроне обладает более ограниченным действием, нежели в вакуумных триодах. В последних, изменяя напряжение на сетке, можно полностью управлять анодным током, т. е. регулировать его от нуля до максимально допустимой величины. А в тиратроне с помощью сетки можно только отпереть, т. е. зажечь, тиратрон, но нельзя его погасить или изменять величину анодного тока в нем. Таким образом, после зажигания тиратрона сетка теряет управляющее действие и сам тиратрон в зажженном состоянии практически не отличается по свойствам от газотрона, если не считать наличия некоторого бесполезного тока в цепи сетки. Погасить зажженный тиратрон можно только понижением анодного напряжения до достаточно малой величины, при которой дуговой разряд уже не сможет существовать, или разрывом анодной цепи.

На схемах тиратрон изображается так же, как и триод, но только со штриховкой или жирной точкой внутри баллона (рис. 10-22,*в*). Электроды тиратронов по своему устройству сходны с электродами газотронов. Однако сетка в тиратронах должна иметь такую конструкцию, чтобы разряд между анодом и катодом мог происходить только через сетку, а не каким-либо обходным путем помимо нее. Поэтому сетка сама или в сочетании с тепловым экраном катода охватывает катод почти со всех сторон. Рабочая

часть сетки обычно делается из листового металла с несколькими отверстиями (иногда бывает только одно отверстие), а остальная часть сетки представляет собой экран. На рис. 10-22,*а* и *б* показаны схемы устройства электродов тиратрона средней мощности и его внешний вид.

Маломощные тиратроны по внешнему виду не отличаются от обычных приемно-усилительных ламп.

Катод и анод в тиратроне работают совершенно так же, как и в газотроне. Все, что говорилось об особенностях работы и правилах эксплуатации газотронов с ртутными

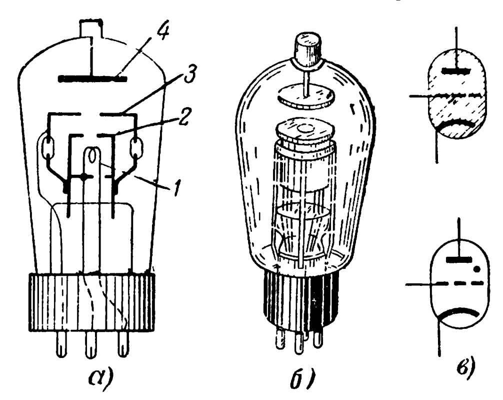


Рис. 10-22. Тиратрон.

а — устройство (*1* — катод; *2* — тепловой экран, *3* — сетка, *4* — анод); *б* — внешний вид; *в* — изображение на схемах.

парами и инертными газами, полностью относится и к соответствующим тиратронам. Их условные обозначения построены по тому же принципу, что и обозначения газотронов, но только на первом месте ставится буква Т, а не Г. Кроме того, у тиратронов, предназначенных для импульсной работы, после первых двух букв ставится еще буква И, и тогда число, стоящее в числителе дроби, означает ток в импульсе. Например, обозначение ТГ1-0,1/1,3 следует расшифровывать так: тиратрон с наполнением инертными газами на выпрямленный ток до 0,1 *а* и обратное напряжение до 1,3 *кв*. Самые маломощные тиратроны имеют упрощенные обозначения, без указания в виде дроби величин тока и обратного напряжения, но с буквой, характеризующей оформление прибора, как это принято для приемно-усилительных ламп, например сверхминиатюрный тиратрон ТГ1Б.

Роль сетки в тиратроне обычно заключается в том, что можно при наличии положительного напряжения на аноде держать тиратрон в запертом состоянии с помощью отрицательного напряжения на сетке. А при уменьшении этого напряжения или повышении анодного напряжения тиратрон зажигается. Чем больше отрицательное напряжение сетки, тем при более высоком анодном напряжении происходит зажигание. Это объясняется тем, что отрицательное сеточное напряжение создает в промежутке сетка—катод тормозящее поле. Если это поле сильнее, чем ускоряющее поле, проникающее сюда же от анода сквозь сетку, то результирующее поле будет тормозящим и электроны, эмиттированные катодом, не смогут пролетать сквозь сетку к аноду и набирать скорость для ионизации газа. Уменьшение отрицательного потенциала сетки или увеличение анодного напряжения приводит к тому, что результирующее поле на участке сетка—катод становится ускоряющим и возникает дуговой разряд.

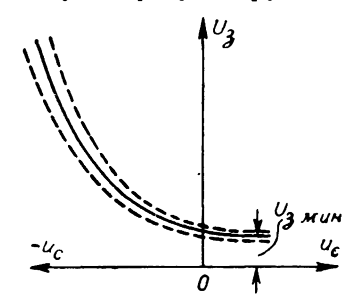


Рис. 10-23. Пусковая характеристика тиратрона („левая").

Зависимость между анодным напряжением зажигания $U_з$ и напряжением на сетке показывает **пусковая характеристика** (или характеристика зажигания) тиратрона, изображенная на рис. 10-23. Она снимается с помощью схемы, аналогичной схеме исследования вакуумного триода, с добавочным ограничительным сопротивлением в анодной цепи, которое, как мы знаем, обязательно для всех ионных приборов. Наиболее удобно снимать пусковую характеристику следующим порядком. Для каждой точки сначала надо установить анодное напряжение, равное нулю, и некоторое отрицательное напряжение на сетке. А затем увеличивают анодное напряжение и замечают его значение в момент наступления зажигания (после зажигания величины $u_а$ и $u_с$ изменяются и уже не будут соответствовать пусковой характеристике). Затем тиратрон гасят, понижая анодное напряжение до нуля, и снимают следующую точку и т. д.

Пусковая характеристика наглядно показывает, что с увеличением отрицательного напряжения на сетке повы-

шается анодное напряжение, необходимое для зажигания. А самое наименьшее напряжение зажигания ($U_{з.мин}$) получается при некотором положительном сеточном напряжении. При этом $U_{з.мин}$ имеет примерно такую же величину, как потенциал ионизации данного газа, например порядка 16 *в* для аргона, а после зажигания на тиратроне устанавливается падение напряжения между анодом и катодом, т. е. рабочее анодное напряжение $U_{раб}$ такого же порядка. Увеличение положительного напряжения на сетке не может существенно понизить $U_{з.мин}$. Если сделать $u_с = U_{з.мин}$, то, очевидно, дуговой разряд возникнет между сеткой и катодом и этот промежуток будет работать как газотрон независимо от напряжения на аноде. А для возникновения дугового разряда между катодом и анодом все равно требуется подать на анод напряжение $U_{з.мин}$.

Все сказанное выше относится к наиболее распространенным тиратронам с так называемой «левой» или отрицательной пусковой характеристикой, расположенной главным образом в области отрицательных сеточных напряжений. Однако применяются также тиратроны с «правой» или положительной пусковой характеристикой, которая полностью или большей своей частью располагается в области положительных напряжений сетки (рис. 10-24,*а*). В этих тиратронах анод настолько сильно экранирован сеткой от катода, что его поле практически не проникает к катоду. Поэтому при отрицательном напряжении сетки разряда возникнуть не может. Для зажигания тиратрона необходимо подать на сетку большее или меньшее положительное напряжение.

Особенностью тиратронов является непостоянство пусковой характеристики. Если снимать ее несколько раз, то окажется, что она располагается в пределах некоторой, иногда довольно широкой области, которую называют пусковой областью. На рис. 10-23 ее границы показаны штриховыми линиями. Следовательно, одному и тому же напряжению на сетке соответствуют различные напряжения зажигания и, наоборот, при одном и том же анодном напряжении зажигание может произойти при различных напряжениях на сетке.

Такая нестабильность объясняется главным образом влиянием температуры. Например, когда тиратрон включается первый раз, то он еще не нагрет и давление газа в нем меньше, а если тиратрон уже поработал и разогрел-

ся, то давление газа увеличивается и напряжение зажигания понижается. Поэтому с повышением температуры пусковая характеристика сдвигается влево (рис. 10-24,*б*). Нагрев тиратрона влияет также на величину расстояния анод—катод, от которого зависит напряжение зажигания.

Следует отметить, что так называемые **динамические пусковые характеристики** при работе тиратрона с переменным напряжением (например, в выпрямителе) несколько отличаются от **статических пусковых характеристик**, снятых на постоянном токе. Это объясняется тем, что при работе на переменном на-

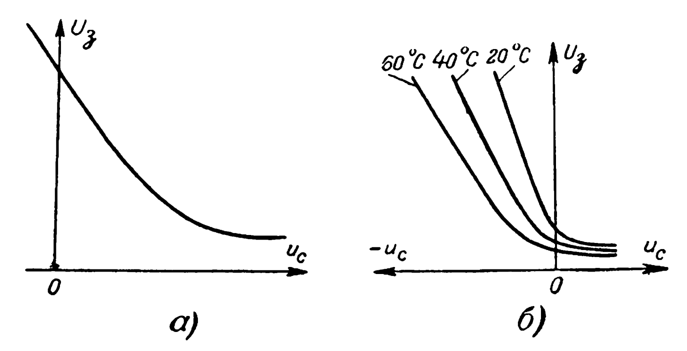


Рис. 10-24. „Правая" пусковая характеристика тиратрона (*а*) и влияние температуры на пусковую характеристику (*б*).

пряжении в тиратроне наблюдается **предразрядный** (или **предпусковой**) **сеточный ток**. Он возникает вследствие того, что во время отрицательного полупериода анодного напряжения, когда тиратрон погашен, деионизация происходит не мгновенно, а постепенно и, следовательно, в междуэлектродном пространстве имеются электроны и ионы. Как мы знаем, это явление служит причиной возникновения обратного анодного тока. Но вместе с тем положительные ионы притягиваются и к отрицательно заряженной сетке, образуя в ее цепи предразрядный ток. Этот ток увеличивается за счет термоэлектронной эмиссии сетки, которая при работе на переменном токе нагревается обычно сильнее, чем при постоянном токе. Термоэлектронная эмиссия сетки особенно возрастает в случае, если на сетку попадает распыляющийся с катода оксид. Чем больше анодный ток и чем выше частота, тем сильнее предразрядный ток сетки. Наличие предразрядного сеточного тока облегчает зажигание тиратрона, т. е.

сдвигает его пусковую характеристику влево в область более отрицательных сеточных напряжений.

Все эти факторы и ряд других более второстепенных явлений приводят к нестабильности напряжения зажигания, что является характерным и существенным недостатком вообще всех ионных приборов. Эта нестабильность иногда вынуждает отказываться от применения тиратронов и других ионных приборов в устройствах, от которых требуется очень четкая, точная и надежная работа. В них приходится применять электронные лампы, работающие более стабильно и надежно.

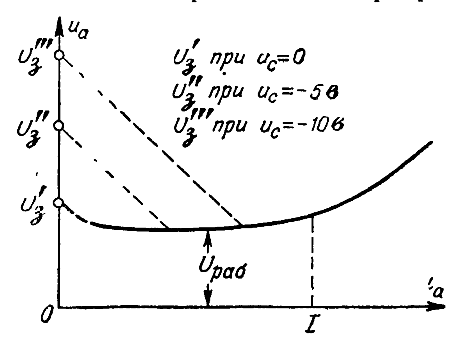


Рис. 10-25. Вольт-амперная характеристика тиратрона.

Влияние сеточного напряжения на зажигание тиратрона можно показать и на вольт-амперных характеристиках. На рис. 10-25 изображены для тиратрона такие характеристики, соответствующие нескольким различным напряжениям на сетке. Как видно, характеристика после зажигания (сплошная линия) получается такой же, как у газотрона. Но точка зажигания расположена тем выше, чем больше отрицательное напряжение на сетке, и при более высоком $U_з$ после зажигания устанавливается соответственно бóльший анодный ток. Рабочее напряжение $U_{раб}$ во всех случаях одно и то же.

Как уже указывалось выше, после зажигания сетка теряет свое управляющее действие. Практически тиратрон нельзя погасить с помощью отрицательного сеточного напряжения[1]. Поэтому тиратрон гасят либо понижением анодного напряжения до величины напряжения погасания, которое ниже, чем $U_{з.мин}$ и $U_{раб}$ (в частности, можно уменьшить анодное напряжение до нуля), либо разрывом анодной цепи.

[1] Погасить его отрицательным напряжением на сетке можно только при очень высоком значении этого напряжения или при очень малом анодном токе, во много раз меньшем, чем нормальный рабочий ток.

Потеря сеткой управляющего действия при наличии на ней отрицательного напряжения объясняется тем, что вокруг нее образуется слой положительных ионов, нейтрализующий действие отрицательного заряда сетки. До зажигания отрицательный заряд сетки создает между ней и катодом электрическое поле, тормозящее электроны, а после зажигания сетка притягивает из плазмы положительные ионы, которые экранируют сетку. Поле от заряда сетки теперь уже ограничивается пространством между сеткой и окружающими ее ионами и практически не влияет на прохождение анодного тока.

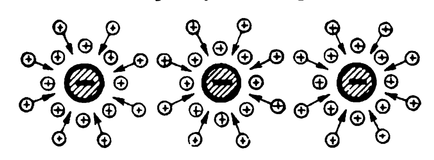


Рис. 10-26. Ионная оболочка вокруг проводов сетки тиратрона.

На рис. 10-26 показаны проводники сетки, окруженные ионной оболочкой, которую следует представлять себе находящейся в динамическом состоянии. Ионы, коснувшись сетки, отнимают от нее электроны и превращаются в нейтральные атомы, но на смену им к сетке притягиваются из плазмы все новые и новые ионы. Если увеличить отрицательное напряжение сетки, то она будет притягивать соответственно больше ионов. Заряд ионной оболочки увеличится и снова будет полностью компенсировать действие отрицательного заряда сетки. Таким образом, изменением отрицательного сеточного напряжения практически нельзя регулировать ток тиратрона и погасить последний.

При положительном напряжении на сетке происходит такое же явление, но только к сетке притягиваются из окружающей плазмы электроны. Они образуют вокруг сетки отрицательно заряженный слой и нейтрализуют действие положительного заряда.

Поскольку сетка в заряженном тиратроне находится в плазме, содержащей большое количество электронов и ионов, то в цепи сетки образуется ток при сеточном напряжении любого знака. Если напряжение сетки положительно, то к ней притягиваются электроны и образуется сеточный ток такого же направления, как и в вакуумных триодах. Его называют **электронным сеточным током**. Однако следует подчеркнуть, что сетка притягивает электроны в обычном триоде главным образом из облачка, окружающего катод, а в тиратроне—из находящихся около сетки областей плазмы. Поэтому в тиратроне по-

лучается очень резкое нарастание электронного тока сетки. Обычно уже при напряжениях порядка десятых долей вольта он достигает значительной величины.

А при отрицательном напряжении сетки возникает так называемый ионный сеточный ток, имеющий обратное направление по сравнению с электронным током. Положительные ионы притягиваются к сетке и отнимают от нее электроны, т. е. стремятся уменьшить отрицательный потенциал сетки. Но источник сеточного напряжения поддерживает величину потенциала сетки неизменной. Это происходит за счет того, что по внешним проводам сеточной цепи к сетке приходят электроны. Таким образом, ионный сеточный ток представляет собой движение в проводах сеточной цепи электронов, а ионы движутся только внутри тиратрона. Чем больше отрицательное напряжение сетки, тем больше ионов притягивается к ней и тем сильнее ионный ток. Он всегда гораздо меньше электронного тока, так как ионы по сравнению с электронами имеют во много раз бо́льшую массу и поэтому сравнительно малоподвижны.

Сеточный ток тиратрона, как правило, является бесполезным, и поэтому желательно, чтобы он был малым. Для его уменьшения в цепь сетки тиратрона обычно включают ограничительное сопротивление $R_с$ значительной величины (от единиц до сотен килоом). На этом сопротивлении ток сетки создает падение напряжения того или иного знака (в зависимости от направления тока), и поэтому напряжение на сетке всегда определяется формулой $u_с = E_с - i_с R_с$, в которой электронный сеточный ток следует считать положительным, а ионный ток — отрицательным.

Наличие сеточного ограничительного сопротивления $R_с$ влияет на зажигание тиратрона. Это объясняется тем, что предразрядный сеточный ток, о котором говорилось выше, являющийся ионным током, создает падение напряжения на $R_с$ и несколько уменьшает отрицательное напряжение на сетке по сравнению с напряжением источника $E_с$. Тем самым зажигание тиратрона облегчается. Если пусковую характеристику рассматривать как зависимость анодного напряжения зажигания не от напряжения на сетке $u_с$, а от напряжения сеточного источника $E_с$, то при наличии $R_с$ эта характеристика сдвигается влево, т. е. в сторону

более отрицательных сеточных напряжений, и тем сильнее, чем больше величина R_c (рис. 10-27).

Весьма наглядное представление о свойствах тиратрона дают его сеточные характеристики, показывающие зависимость анодного и сеточного токов от напряжения на сетке при постоянных величинах напряжения анодного источника E_a и ограничительного сопротивления в анодной цепи R. Эти характеристики показаны на рис. 10-28 для двух различных значений E_a. Они снимаются с помощью схемы, аналогичной схеме исследования триода. Вначале устанавливают достаточно большое отрицательное напряжение на сетке, чтобы при данном значении напряжения E_{a1} тиратрон был заперт. Далее, уменьшают отрицательное сеточное напряжение и отмечают зажигание тиратрона (точка A). Сеточное напряжение, соответствующее зажиганию, должно быть измерено перед самым зажиганием, но не после него. При зажигании скачком возникают анодный и ионный сеточный токи, что показано на рис. 10-28 штриховыми линиями.

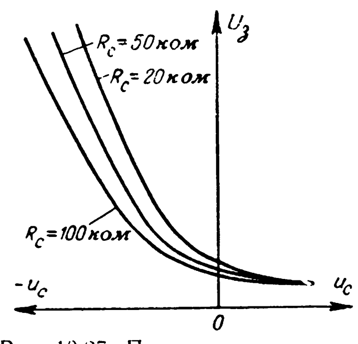


Рис. 10-27. Пусковые характеристики тиратрона при различных сопротивлениях в цепи сетки.

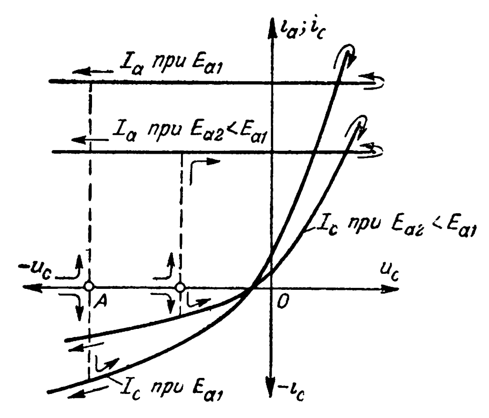


Рис. 10-28. Сеточные характеристики тиратрона для анодного и сеточного токов.

Величина анодного тока устанавливается в зависимости от $E_а$ и R. Чем больше $E_а$ и чем меньше R, тем больше анодный ток. Дальнейшее изменение сеточного напряжения до нуля, затем в положительную сторону и обратно до значения, при котором происходило зажигание, и, наконец, еще дальше в отрицательную сторону уже не влияет на величину анодного тока. Он остается неизменным и совершенно не зависит от сеточного напряжения. Это наглядно показывает потерю сеткой управляющего действия после зажигания тиратрона. На рис. 10-28 стрелками показан ход снятия кривых.

Зато сеточный ток при изменении напряжения сетки изменяется так, как было указано выше. Увеличение положительного напряжения сетки дает резкое возрастание электронного сеточного тока, а при увеличении отрицательного напряжения сетки растет ионный ток. Обычно характеристика сеточного тока не проходит точно через начало координат, так как при $u_с = 0$ имеется некоторый сеточный ток, обусловленный тем, что электроны плазмы вследствие своей большой подвижности попадают на сетку в большем количестве, чем ионы. В образовании этого тока играет роль также контактная разность потенциалов.

Если при том же значении $E_{а1}$ изменить сопротивление R, то точка зажигания останется на прежнем месте, но величины токов соответственно изменятся. Например, при большем R, оба тока станут меньше. Снижение сеточного тока объясняется тем, что при меньшем анодном токе в плазме имеется меньше электронов и ионов и, следовательно, они в меньшем количестве будут притягиваться к сетке. При напряжении $E_{а2}$, меньшем, чем $E_{а1}$, точка зажигания сдвигается вправо, т. е. зажигание происходит при менее отрицательном напряжении на сетке, и токи становятся меньше.

Следует подчеркнуть, что после зажигания на тиратроне устанавливается примерно одно и то же сравнительно низкое анодное напряжение $U_{раб}$ независимо от величины тока. Поэтому было бы неправильно считать, что характеристики, приведенные на рис. 10-28, соответствуют двум разным анодным напряжениям. Только до зажигания, когда анодные напряжения равны $E_{а1}$ и $E_{а2}$, они действительно различны.

Иногда на характеристиках на рис. 10-28 на горизонтальной оси откладывают не сеточное напряжение, а на-

пряжение сеточного источника $E_с$ (хотя обозначают его по-прежнему $u_с$), т. е. сумму сеточного напряжения и падения напряжения на сеточном сопротивлении:

$$E_с = u_с + i_с R_с. \qquad (10\text{-}13)$$

В этом случае ток сетки получается тем меньшим, чем больше сопротивление $R_с$. Таким образом, при разных $R_с$ получаются разные кривые сеточного тока. Поскольку сопротивление $R_с$ ограничивает ток сетки, то при $u_с > 0$ он уже не нарастает так резко, как это наблюдается при $R_с = 0$.

Помимо рассмотренных трехэлектродных тиратронов, применяются также четырехэлектродные тиратроны с до-

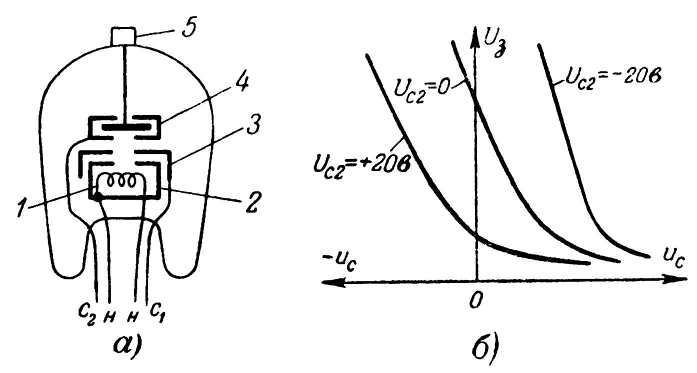


Рис. 10-29. Тиратрон с экранирующей сеткой.

а — принцип устройства (*1* — катод; *2* — тепловой экран, *3* — управляющая сетка; *4* — экранирующая сетка; *5* — вывод анода), *б* — влияние напряжения экранирующей сетки на пусковую характеристику.

полнительной экранирующей сеткой, обычно соединенной с катодом, но иногда имеющей отдельный вывод. На рис. 10-29,*а* показано схематически устройство тиратрона с экранирующей сеткой, которая является по существу экраном, охватывающим со всех сторон анод. Одно или несколько отверстий в этой сетке сделаны только там, где должен происходить разряд между катодом и анодом.

Применение экранирующей сетки устраняет возможность возникновения в запертом тиратроне тлеющего разряда между управляющей сеткой и анодом по более длинному пути. Дело в том, что вследствие весьма низкого давления газа в тиратроне напряжение возникновения тлеющего разряда в нем определяется левой ветвью харак-

теристики, изображенной на рис. 10-2, т. е. это напряжение понижается при увеличении расстояния между электродами. Таким образом, по более длинным обходным путям возникновение разряда облегчается.

Само собой разумеется, что в запертом тиратроне не должен возникать тлеющий разряд. Если он возникнет между сеткой и анодом, то положительные ионы, притягиваясь к сетке, нейтрализуют действие ее отрицательного заряда и она потеряет свое управляющее действие, т. е. уже не сможет держать тиратрон в запертом состоянии. Произойдет возникновение основного дугового разряда между анодом и катодом. Кроме того, если в цепи сетки нет достаточно большого ограничительного сопротивления, то тлеющий разряд между анодом и сеткой может перейти в дуговой.

Экранирующая сетка не допускает возникновения подобных разрядов, а разряда по кратчайшему пути не возникает, так как он требует более высоких напряжений. В результате этого тиратроны с экранирующей сеткой могут работать при значительно более высоких анодных напряжениях.

Если экранирующая сетка имеет отдельный вывод, то, устанавливая на ней тот или иной потенциал, можно влиять на положение пусковой характеристики. При повышении на этой сетке положительного потенциала зажигание тиратрона облегчается и пусковая характеристика сдвигается все больше и больше влево, т. е. в область более отрицательных напряжений управляющей сетки (рис. 10-29,*б*). И, наоборот, при нулевом, а тем более отрицательном потенциале экранирующей сетки пусковая характеристика становится правой. И чем гуще экранирующая сетка, тем слабее действие анода и тем дальше сдвигается пусковая характеристика в область положительных сеточных напряжений.

Существенным недостатком тиратронов, как и всех вообще ионных приборов, является их непригодность для работы на высоких частотах, что объясняется сравнительно большим временем деионизации. Иначе говоря, ионные приборы обладают значительной инерционностью, вследствие того что для рекомбинации и деэлектризации междуэлектродного пространства требуется определенное время.

При некоторой повышенной частоте переменного напряжения, подводимого к аноду, происходит потеря сеткой

управляющего действия. Пусть, например, на сетке установлено отрицательное напряжение и при подаче на анод переменного напряжения зажигание происходит в некоторый момент, когда анодное напряжение достигает определенного значения в соответствии с пусковой характеристикой данного тиратрона.

Если частота не очень высока, то за время отрицательного полупериода анодного напряжения рекомбинация успеет закончиться и произойдет полная деэлектризация разрядного промежутка. Поэтому в начале следующего положительного полупериода тиратрон будет заперт и зажигание произойдет опять только тогда, когда анодное напряжение возрастет до прежнего значения. Но если частоту повысить, то при некоторой более высокой частоте к началу следующего положительного полупериода рекомбинация еще не закончится и вследствие наличия в газе электронов и ионов зажигание произойдет при более низком анодном напряжении. Таким образом, сетка уже не будет выполнять правильно свои функции.

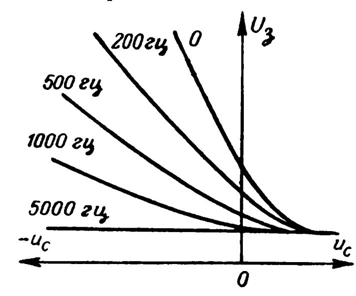


Рис. 10-30. Пусковые характеристики тиратрона при различных частотах анодного напряжения.

Это наглядно показывают пусковые характеристики тиратрона, снятые при разных частотах переменного анодного напряжения (рис. 10-30). С повышением частоты напряжение зажигания уменьшается и характеристика располагается более полого, а для некоторой частоты, которую можно назвать критической ($f_{кр}$), пусковая характеристика превращается в горизонтальную прямую, т. е. тиратрон зажигается при минимальном напряжении зажигания независимо от напряжения на сетке. Следовательно, при этой частоте сетка уже полностью теряет управляющее действие.

Чем быстрее происходит рекомбинация, тем на более высоких частотах может работать тиратрон без потери сеткой управляющего действия. Для характеристики возможности применения тиратронов на тех или иных частотах иногда указывается **время восстановления управляющего действия сетки**. Оно зависит прежде всего от рода газа, так как у более легких газов

ионы имеют меньшую массу и обладают большей подвижностью, а следовательно, быстрее рекомбинируют. Кроме того, время восстановления уменьшается при уменьшении конструктивных размеров электродной системы тиратрона и тока в нем и при увеличении анодного напряжения. У мощных ртутных тиратронов время восстановления превышает 500 *мксек*, а у малых тиратронов с наполнением инертными газами оно составляет всего лишь 10—20 *мксек*.

Практически ртутные тиратроны могут применяться на частотах не выше нескольких сотен герц, а тиратроны с инертными газами — на частотах до десятков килогерц. Наиболее быстро рекомбинация происходит в самом легком газе — водороде, так как ионы водорода имеют наименьшую массу и поэтому наиболее подвижны. В прошлом выпускались также тиратроны с наполнением гелием.

10-9. ПРИМЕНЕНИЕ ТИРАТРОНОВ

Тиратроны имеют весьма разнообразное применение. В качестве примеров их использования рассмотрим тиратронный генератор пилообразного напряжения, предназначенный для линейной временно́й развертки в электронном осциллографе (или для других целей), и управляемый тиратронный выпрямитель.

На рис. 10-31, *а* представлена схема генератора пилообразного напряжения с тиратроном. От источника постоянного напряжения $E_а$ через сопротивление R заряжается один из конденсаторов C_1, C_2,

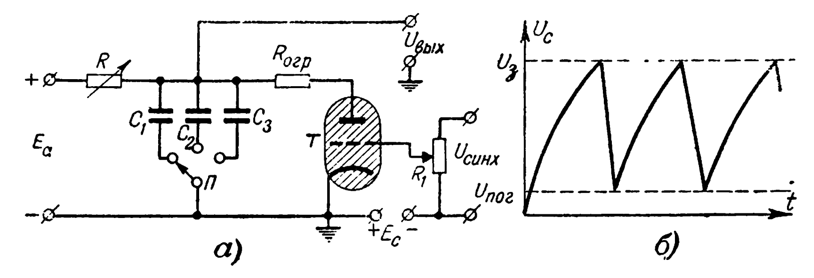


Рис. 10-31. Генератор пилообразного напряжения с тиратроном.

C_3 ... Параллельно конденсатору включен тиратрон T, имеющий отрицательное смещение на сетке. Во время заряда напряжение на конденсаторе растет, и когда оно достигнет величины напряжения зажигания $U_з$, то тиратрон зажжется. Внутреннее сопротивление его станет весьма малым и конденсатор быстро разрядится через тиратрон до напряжения его погасания $U_{пог}$. Как только тиратрон погаснет, снова начнется более медленный заряд конденсатора через сопротивление R и весь процесс будет повторяться. Небольшое сопротивление $R_{огр}$ в анодной цепи тиратрона служит для того, чтобы

ток при разряде конденсатора не превысил допустимой для данного тиратрона величины.

График пилообразного напряжения, получающегося на конденсаторе, показан на рис. 10-31,*б*. Так как $U_{пог}$ у тиратронов невелико (порядка 10—20 *в*), а $U_з$ при значительном отрицательном напряжении на сетке достигает сотен вольт, то в подобном генераторе можно получить пилообразное напряжение с большой амплитудой. Этим тиратронный генератор выгодно отличается от аналогичного генератора с неоновой лампой, показанного на рис. 10-15,*б*.

Частота получаемого пилообразного напряжения изменяется грубо переключателем *П*, включающим конденсатор той или иной емкости, и плавно — переменным сопротивлением *R*. Чем больше емкость и сопротивление, тем больше постоянная времени заряда, тем медленнее идет заряд и тем меньше частота. Очевидно, что на сопротивлении *R* также получается пилообразное напряжение, но противоположное по фазе напряжению U_C, так как $U_C + U_R = E_а = \mathrm{const}$. Когда U_C растет, то U_R уменьшается, и наоборот. Можно также поменять местами сопротивление *R* и тиратрон. Тогда заряд конденсатора через малое внутреннее сопротивление тиратрона будет происходить быстро, а когда тиратрон погаснет, поскольку на нем напряжение уменьшается по мере роста U_C, конденсатор станет медленно разряжаться на сопротивление *R*. В этом случае изменение напряжения получается обратным тому, какое показано на рис. 10-31,*б*.

Частота колебаний у рассмотренного генератора довольно нестабильна, так как она зависит от напряжения источника, которое может само быть непостоянным. Кроме того, возможны изменения величин *R* и *C* и напряжения зажигания тиратрона, что также влияет на частоту. Эти изменения, в частности, получаются при изменении температуры. Нестабильность частоты воообще характерна для большинства релаксационных генераторов. Но именно вследствие этого такие генераторы легко «поддаются» внешнему влиянию какого-либо другого генератора. Иначе говоря, релаксационные генераторы можно легко синхронизировать другим переменным напряжением.

Для получения более стабильной частоты пилообразного напряжения в рассматриваемом генераторе на сетку тиратрона подают переменное синхронизирующее напряжение $U_{синх}$ от какого-либо внешнего источника. Благодаря синхронизации тиратрон зажигается только во время положительных полуволн синхронизирующего напряжения, если при этом анодное напряжение на тиратроне достигло соответствующей величины.

При достаточно большой амплитуде напряжения синхронизации зажигание может происходить в каждый положительный полупериод этого напряжения, т. е. отношение частот пилообразного и синхронизирующего напряжений будет 1 : 1, а при меньшем значении $U_{синх}$ для зажигания требуется более высокое $U_а$. Оно будет нарастать дольше, и зажигание будет происходить реже, например 1 раз за два или три периода $U_{синх}$. Таким образом, можно получить отношения частот 1 : 2, 1 : 3 и др. Для регулировки напряжения $U_{синх}$ служит потенциометр R_1. Конечно, при слишком малой величине $U_{синх}$ синхронизация будет неустойчивой или вообще не получится.

Недостаток рассмотренной схемы состоит в том, что заряд или

разряд конденсатора через сопротивление происходит неравномерно; сначала быстро, а затем все медленнее и медленнее, т. е. не по линейному, а по так называемому экспоненциальному закону. Поэтому у пилообразного напряжения зубцы имеют криволинейные очертания. Для линейной развертки в осциллографе такое напряжение не годится. Правда, этот недостаток можно уменьшить, если, например, в схеме на рис. 10-31,*а* конденсатор будет заряжаться до напряжения, в несколько раз меньшего, чем $E_а$, но тогда амплитуда пилообразного напряжения станет малой.

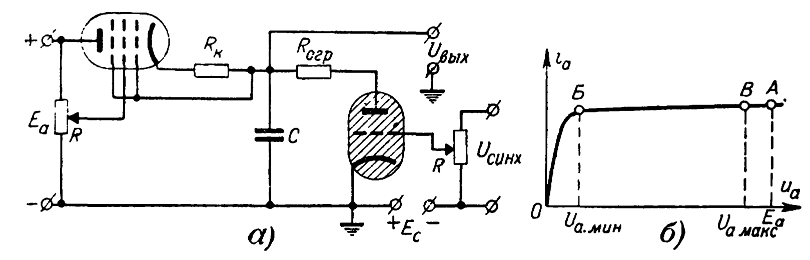


Рис. 10-32. Тиратронный генератор пилообразного напряжения с пентодом в качестве зарядного сопротивления.

Значительно лучшим является генератор, в котором сопротивление R заменено пентодом, работающим в нормальном режиме, когда анодный ток при изменении анодного напряжения почти не меняется. Постоянство зарядного тока i обеспечивает линейность нарастания напряжения U_C на конденсаторе. Действительно,

$$U_C = \frac{q}{C}, \qquad (10\text{-}14)$$

где q — заряд на конденсаторе. Но заряд связан с током и временем известным соотношением: $q = it$. Следовательно,

$$U_C = \frac{it}{C}. \qquad (10\text{-}15)$$

Отсюда ясно, что если $i = \text{const}$, то U_C растет пропорционально времени t, т. е. по линейному закону.

Схема генератора с пентодом показана на рис. 10-32, *а*; на рис. 10-32, *б* изображена анодная характеристика пентода при некотором отрицательном смещении на сетке. В начальный момент, когда конденсатор не заряжен, все напряжение $E_а$ приложено к пентоду (точка *А*). Затем по мере заряда конденсатора напряжение на пентоде уменьшается, но ток остается почти постоянным. При некотором наименьшем напряжении на пентоде $U_{а.мин}$ (точка *Б*) на конденсаторе получается наибольшее напряжение и тиратрон зажигается. Конденсатор быстро разряжается, напряжение на нем резко снижается, а на пентоде оно возрастает до некоторого наибольшего значения $U_{а.макс}$, близкого к $E_а$ (точка *В*). После этого снова происходит сравнительно медленный заряд, т. е. весь процесс повторяется. Амплитуда пилообразного напряжения получается достаточной, так как на пентоде напряжение

изменяется почти на полную величину $E_а$. Плавная регулировка частоты достигается изменением внутреннего сопротивления пентода (изменением его анодного тока). Для этого изменяется напряжение на его экранирующей сетке с помощью потенциометра R. Чем меньше это напряжение, тем меньше ток пентода, т. е. больше его внутреннее сопротивление R_0 и тем дольше происходит заряд конденсатора, а следовательно, частота пилообразного напряжения уменьшается.

Катодное сопротивление $R_к$ способствует постоянству тока пентода. Действительно, если, например, ток $i_а$ уменьшается, то уменьшается падение напряжения на $R_к$, которое является отрицательным сеточным смещением для пентода. Но если смещение уменьшается, то анодный ток увеличивается. Таким образом, налицо два взаимно противоположных изменения анодного тока, которые в известной степени компенсируют друг друга, и в результате ток становится более постоянным. В данном случае с помощью сопротивления $R_к$ осуществляется так называемая отрицательная обратная связь по току, которая приводит к стабилизации величины тока.

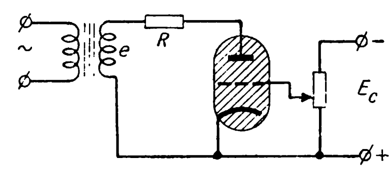


Рис. 10-33. Простейший управляемый тиратронный выпрямитель.

В рассмотренном генераторе, обычно применяют маломощные тиратроны с инертными газами, например, ТГ1-0,1/0,3 и др. С ними возможна генерация колебаний с частотой до нескольких десятков килогерц. Более высокие частоты получить нельзя, так как сетка тиратрона уже теряет свое управляющее действие.

Рассмотрим теперь принцип устройства управляемых тиратронных выпрямителей. В таких выпрямителях можно регулировать в широких пределах выпрямленное постоянное напряжение, причем на эту регулировку расходуется очень небольшая энергия и к. п. д. выпрямителя при понижении напряжения не уменьшается так значительно, как это происходит при других методах регулирования напряжения, например с помощью реостата.

Принцип управляемых тиратронных выпрямителей состоит в том, что при питании анодной цепи переменным напряжением можно путем изменения напряжения на сетке изменять момент зажигания тиратрона. Тогда будут изменяться длительность и величина импульсов анодного тока, а значит, и постоянная составляющая тока. Соответственно изменяется и постоянная составляющая выпрямленного напряжения.

Существует ряд схем управляемых выпрямителей, из которых мы рассмотрим две. На рис. 10-33 показана простейшая схема тиратронного выпрямителя с управлением путем изменения постоянного напряжения на сетке, а на рис. 10-34,*а*, *б* и *в* изображены графики напряжений и токов, поясняющие работу такого выпрямителя в случае, когда тиратрон имеет отрицательную пусковую характеристику.

Если установить $u_с=0$, то тиратрон зажигается при низком анодном напряжении, и поэтому импульс анодного тока по форме незначительно отличается от полусинусоиды (рис. 10-34,*а*). У него только срезана небольшая часть в самом начале. Постоянная составляющая тока в этом случае имеет наибольшее возможное значение порядка

0,32 максимальной величины тока (при однофазном однополупериодном выпрямлении). Выпрямленное напряжение при чисто активном нагрузочном сопротивлении изменяется пропорционально току, т. е. состоит из таких же импульсов. Следовательно, в данном случае получается наибольшее значение постоянной составляющей выпрямленного напряжения, которое можно принять за 100%.

Графики на рис. 10-34,*б* даны для некоторого отрицательного напряжения на сетке (например, —10 *в*). Теперь уже в соответствии с пусковой характеристикой тиратрона зажигание происходит при более высоком анодном напряжении, т. е. позднее. Импульс анодного тока уменьшен по длительности и площади своего графика. Постоянная составляющая также станет меньшей. Для примера она принята

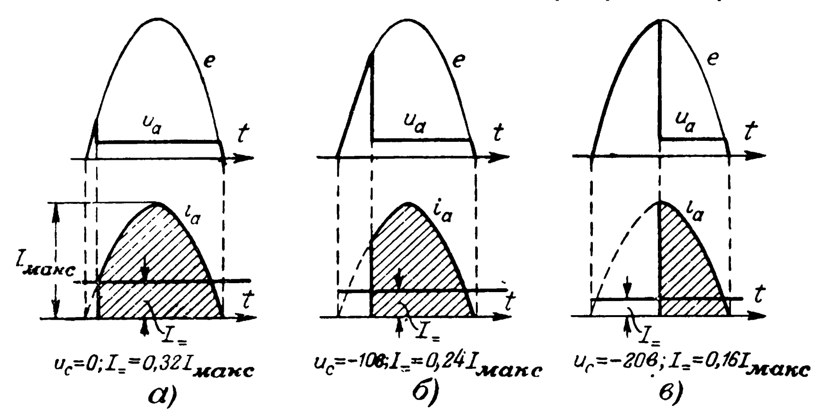


Рис. 10-34. Графики, поясняющие регулирование тока в тиратронном выпрямителе путем изменения постоянного напряжения на сетке тиратрона.

равной 0,24 $I_{макс}$, или 75% того значения, которое было у нее в предыдущем случае. То же относится и к выпрямленному напряжению.

Увеличивая отрицательное напряжение на сетке, например до u_c = —20 *в*, можно достигнуть такого положения, что зажигание будет происходить только при амплитудном напряжении источника (рис. 10-34,*в*). Тогда импульс анодного тока изобразится графически в виде четверти синусоиды. Он будет представлять собой половину импульса, рассмотренного в первом случае. Постоянные составляющие выпрямленных тока и напряжения станут также вдвое меньшими и будут равны примерно 0,16 максимального значения, или 50% по сравнению с их значениями при $u_c = 0$.

Дальнейшее увеличение отрицательного сеточного напряжения, очевидно, даст снижение выпрямленного напряжения скачком до нуля, так как тиратрон вообще перестанет зажигаться. Таким образом, изменяя постоянное напряжение на сетке тиратрона, питаемого со стороны анода переменным напряжением, можно плавно регулировать постоянные составляющие выпрямленных тока и напряжения в пределах 50—100%.

Следует отметить, что получение напряжения, составляющего 50%, при зажигании от амплитудного напряжения не является впол-

не устойчивым. Небольшое ухудшение условий зажигания в этом случае может привести к тому, что тиратрон вообще не зажжется, т. е. могут получаться пропуски импульсов. Поэтому практически устойчивая работа получается при несколько более узких пределах регулировки напряжения, например от 55 до 100%.

Плавное регулирование выпрямленного напряжения от 100% до 0 можно осуществить, подавая переменные напряжения одновременно на анод и сетку тиратрона и изменяя сдвиг фаз $\varphi_{a\,c}$ между ними. Принципиальная схема тиратронного выпрямителя с фазовым управлением показана на рис. 10-35. Для изменения фазы сеточного напряжения в схему включен фазорегулятор *ФР*. Графики работы выпрямителя при различных значениях сдвига фаз $\varphi_{a.c}$ даны на рис. 10-36. Тиратрон предполагается с отрицательной пусковой характеристикой.

Если $\varphi_{a.c}=0$, то при положительной полуволне анодного напряжения сеточное напряжение также положительно (рис. 10-36,*а*) и зажигание тиратрона наступает при наименьшем возможном напряжении. Импульс тока получается таким же, как и показанный на рис. 10-34,*а*. В этом случае выпрямленные ток и напряжение имеют величину 100%.

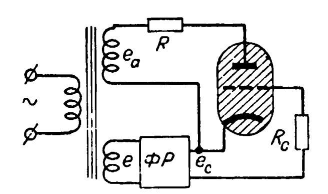


Рис. 10-35. Тиратронный выпрямитель с фазовым управлением.

На рис. 10-36,*б* изображены напряжения и ток при сдвиге фаз $\varphi_{a.c}=90°$. При таком сдвиге фаз зажигание наступает позднее, так как в начале когда анодное напряжение еще невелико, на сетке имеется значительное отрицательное напряжение. Далее в какой-то момент перед тем, как анодное напряжение достигнет амплитудной величины, наступают условия для зажигания, поскольку отрицательное напряжение сетки уменьшается, а напряжение на аноде возрастает. Длительность импульса тока получается некоторой средней между половиной и четвертью периода. Постоянные составляющие тока и напряжения при этом имеют некоторую среднюю величину между 100 и 50%, например 70%.

Третий случай, соответствующий сдвигу фаз $\varphi_{a.c}=170°$, изображен на рис. 10-36,*в*. С ростом положительного анодного напряжения сеточное напряжение растет в отрицательную сторону, и поэтому условия зажигания не наступают на протяжении почти всего полупериода. Только перед самым его концом, когда сеточное напряжение уменьшается до нуля, а напряжение на аноде еще имеет достаточную положительную величину, тиратрон зажигается. Получается импульс тока небольшой длительности, и постоянные составляющие тока и напряжения имеют малую величину, например 10% своего наибольшего значения. Если сдвиг фаз $\varphi_{a.c}$ увеличить до 180°, то тиратрон вообще перестанет зажигаться, т. е. получится уменьшение выпрямленных тока и напряжения до нуля. Такой метод управления анодным током тиратрона дает возможность плавно регулировать выпрямленное напряжение от нуля до наибольшего значения.

Фазорегулятор для изменения фазы напряжения в пределах 180° может быть осуществлен по разным схемам. На рис. 10-37,*а* приводится одна из простейших. В ней напряжение *U* от обмотки трансформатора, имеющей среднюю точку, подается на последовательную

цепь, состоящую из конденсатора C и переменного сопротивления R. Напряжение с регулируемой фазой E_c, подводимое к цепи сетки тиратрона, получается между средней точкой трансформатора и средней точкой цепи RC. Сопротивление R должно иметь максимальную величину, много бо́льшую, чем емкостное сопротивление конденсатора C.

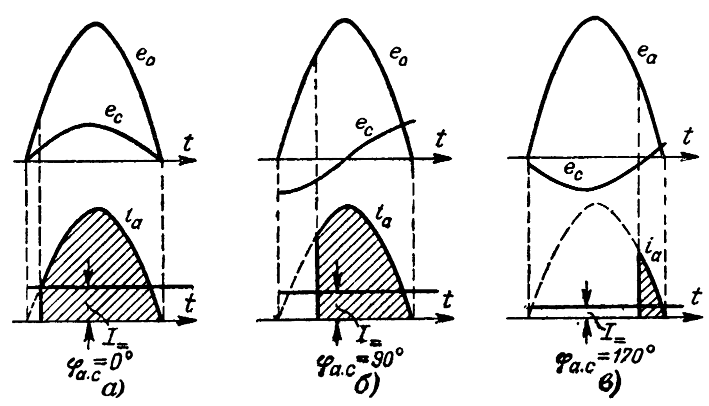


Рис. 10-36. Графики, поясняющие управление тиратронным выпрямителем путем изменения сдвига фаз между анодным и сеточным напряжениями тиратрона.

Работу схемы можно объяснить следующим образом. Если установить $R = 0$, то напряжение E_c будет представлять собой напряжение U_1 верхней половины обмотки трансформатора. А если изменить R до максимального значения, при котором $R \gg X_C$, то можно пренебречь падением напряжения на конденсаторе, и тогда E_c будет являться напряжением U_2 нижней половины обмотки трансформатора. Напряжения U_1 и U_2 равны по величине, но имеют сдвиг фаз 180°. Следовательно, при изменении R от нуля до максимального значения фаза напряжения E_c изменится на 180°. При средних значениях R фаза напряжения E_c будет иметь некоторое промежуточное значение.

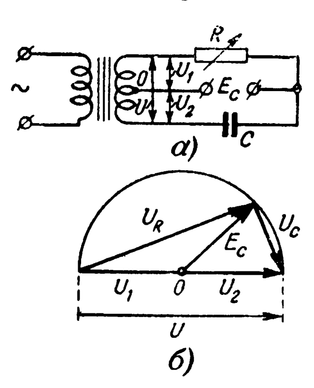


Рис. 10-37. Простейшая схема фазорегулятора для тиратронного выпрямителя (*а*) и его векторная диаграмма (*б*).

Векторная диаграмма, представленная на рис. 10-37, *б*, поясняет сказанное. Напряжение U равно геометрической сумме напряжения U_R на сопротивлении R и напряжения U_C на конденсаторе. Так как напряжения U_R и U_C сдвинуты по фазе на 90°, то все три вектора: U, U_R и U_C образуют прямоугольный треугольник, причем вектор U

является гипотенузой. Это остается в силе для любых соотношений между U_R и U_C. Поэтому вершина прямого угла при изменении R должна перемещаться по окружности, диаметром которой является вектор U. Вектор напряжения E_c на диаграмме изображается радиусом, проведенным из центра к вершине прямого угла. Если $R=0$, то $U_R=0$ и вектор E_c совпадает с левой половиной вектора U. А при $R \gg X_C$ получается $U_R \gg U_C$, и если пренебречь величиной U_C, то можно считать, что вектор E_c совпадет с правой половиной вектора U. Таким образом, при изменении R от нуля до максимума вектор E_c совершает поворот в пределах 180°.

Все сказанное относится к случаю, когда фазорегулятор работает вхолостую. Однако работа его мало изменяется, если сопротивление цепи, питаемой напряжением E_c, достаточно велико (значительно больше сопротивлений самого фазорегулятора). В схеме выпрямителя цепью нагрузки фазорегулятора является сеточная цепь тиратрона, в которую для уменьшения бесполезного сеточного тока включено сравнительно большое ограничительное сопротивление R_c. Чтобы цепь сетки мало влияла на работу фазорегулятора, необходимо сопротивления самого фазорегулятора выбрать много меньшими, чем R_c. Так как практически все же цепь сетки нагружает фазорегулятор, то регулировка фазы обычно получается не на 180°, а в несколько меньших пределах.

Рассмотренные методы регулирования выпрямленного напряжения, конечно, могут успешно применяться и в более сложных выпрямительных схемах, например многофазных. Поскольку регулирующей цепью является сеточная цепь, в которую всегда включено большое сопротивление R_c, то расход энергии в этой цепи весьма невелик. Также незначителен расход энергии в самом фазорегуляторе. Регулирование анодного тока тиратрона при питании его переменным током встречается не только в выпрямителях, но и в некоторых других устройствах современной автоматики.

10-10. ИМПУЛЬСНЫЕ ТИРАТРОНЫ

В последние годы в связи с быстрым развитием импульсной техники стали широко применяться импульсные тиратроны, служащие для получения кратковременных электрических импульсов большой мощности. Такие тиратроны используются в импульсных модуляторах радиолокационных передатчиков и в ряде других случаев. На рис. 10-38 показана одна из возможных схем включения импульсного тиратрона. От источника высокого напряжения E_a через дроссель L и сопротивление нагрузки $R_н$ (им может быть, например, радиолокационный передатчик) заряжается емкость, находящаяся в накопителе энергии. В качестве такого накопителя обычно служит искусственная длинная линия, состоящая из емкостей и индуктивностей. Когда от специального генератора управляющих импульсов на сетку тиратрона подается импульс, отпирающий тиратрон, накопитель энергии разряжается через тиратрон и в сопротивлении нагрузки получается кратковременный импульс большой мощности. Затем тиратрон гаснет, в накопителе снова запасается энергия и следующий импульс тока в нагрузке возникает при подаче на сетку тиратрона нового управляющего импульса.

Наибольшее распространение получили водородные тиратроны, так как для водорода характерна максимальная скорость деионизации, объясняющаяся высокой подвижностью ионов водорода, имеющих наименьшую массу по сравнению с ионами других газов. С помощью водородных тиратронов можно получать весьма короткие импульсы анодного тока длительностью примерно от 0,1 *мксек* и выше с частотой повторения до десятков килогерц. При этом напряжение анодного источника, а следовательно, и анодное напряжение на запертом тиратроне могут достигать десятков киловольт. Анодный ток в импульсе доходит до нескольких тысяч ампер. Водород для наполнения тиратронов имеет еще то преимущество, что при нем можно допустить сравнительно большое падение напряжения на тиратроне во время прохождения импульса тока (до сотен вольт) без разрушения катода от бомбардировки ионами, что опять-таки объясняется их сравнительно небольшой массой.

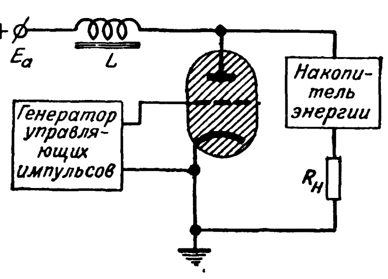


Рис. 10-38. Принципиальная схема включения импульсного тиратрона

Для работы на более низких частотах и напряжениях иногда применяются импульсные тиратроны с наполнением инертными газами, но они значительно уступают водородным тиратронам. Инертные газы сильно поглощаются продуктами распада оксидного катода, и это приводит к резкому понижению срока службы тиратрона, особенно на более высоких частотах. Скорость деионизации этих газов примерно в 10 раз меньше, чем у водорода. Падение напряжения на тиратронах с инертными газами не должно превышать 30 *в* во избежание разрушения катода ионной бомбардировкой. Поэтому в таких тиратронах нельзя допускать большие импульсы тока. В результате всего этого тиратроны с инертными газами можно применять только при напряжениях не более нескольких киловольт и частотах не более нескольких килогерц. Еще менее пригодны для получения кратковременных импульсов тока ртутные тиратроны. Мы будет рассматривать только водородные импульсные тиратроны.

Первые образцы водородных тиратронов имели малую долговечность, так как в них происходило интенсивное поглощение водорода. В современных тиратронах имеется так называемый **генератор водорода** в виде металлической ампулы с порошком гидрида титана, который обладает свойством выделять водород при нагревании. Необходимый нагрев генератора водорода до температуры 350—400° С производится специальным подогревателем в виде алундированной вольфрамовой проволочки, на которую подается напряжение от цепи накала катода. Генератор водорода поддерживает определенное нормальное давление водорода в баллоне (порядка 0,2—1,5 *мм рт. ст.*). После выключения накала водород поглощается гидридом титана и в баллоне получается высокий вакуум. Накал водородного тиратрона необходимо включать за 3—5 *мин* до подачи анодного напряжения, чтобы давление водорода в баллоне достигло необходимой величины. Напряжение накала в процессе эксплуатации не должно изменяться больше, чем на 5%, во избежание нарушения

правильного режима работы из-за отклонения давления газа от нормального значения.

Устройство электродов импульсных тиратронов может быть различным. На рис. 10-39,*а* изображена схематически одна из распространенных конструкций. Она применена в тиратроне ТГИ2-50/5 и ряде других. Подогревный катод *1* сделан в виде цилиндра с ребрами. Боковая поверхность его и ребра покрыты оксидным слоем. Таким образом, рабочая поверхность катода велика, что необходимо для получения большой импульсной эмиссии. Внутри катода расположен подогреватель *2*. Для уменьшения тепловых потерь катод окружен соединенными с ним электрически тепловыми экранами *3*. Один из них в виде диска расположен над катодом и служит также для защиты сетки от попадания на нее с катода распыляющегося оксида.

Сетка имеет довольно сложное устройство. Главными ее частями являются поджигающий электрод *4* в виде диска с диаметром, немного бо́льшим, чем у верхнего теплового экрана, и управляющий электрод *5*, в котором сделан ряд отверстий. Оба эти электрода электрически соединены с корпусом сетки *6* в виде цилиндра, охватывающим всю систему электродов. Анод *7*, имеющий форму диска, окружен экранами *8* и *9*, соединенными также с корпусом сетки. Верхний экран *8* представляет собой сплошной диск, а экран *9* для улучшения охлаждения сделан в виде цилиндра из проволочной сетки.

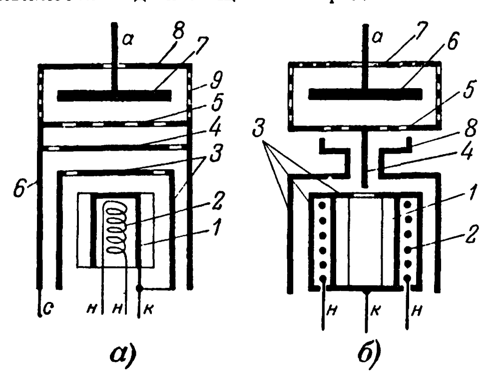


Рис. 10-39. Устройство импульсных тиратронов.

Рис. 10-40. Пусковая характеристика импульсного тиратрона.

При такой экранировке анода электрическое поле от него практически не проникает к катоду, и поэтому тиратрон имеет резко выраженную «правую» пусковую характеристику, т. е. расположенную в области значительных положительных напряжений на сетке. Возникновения дугового разряда в таком тиратроне происходит следующим образом. На сетку подается импульс положительного поджигающего напряжения (порядка нескольких сотен вольт), под влиянием которого возникает разряд между катодом и поджигающим электродом. Если при этом ток сетки достигнет определенной величины, называемой пусковым сеточным током $I_{с\ пуск}$, то в промежутке между поджигающим и управляющим электродами получится достаточная концентрация электронов и разряд распространяется сквозь управляющий электрод на промежуток анод — сетка.

Именно в этот момент происходит зажигание тиратрона, т. е.

возникает мощный дуговой разряд между анодом и катодом. При этом анодный ток резко возрастает, а анодное напряжение резко снижается. После окончания импульса анодного тока тиратрон гаснет. Обычно для более надежного запирания тиратрона в промежутке между импульсами на его сетку подают некоторое отрицательное напряжение. Так как для импульсного тиратрона зажигание зависит от величины пускового сеточного тока, то в качестве пусковой характеристики более удобно рассматривать зависимость анодного напряжения зажигания от этого тока (рис. 10-40). Чем больше ток $I_{с.пуск}$, тем меньшее анодное напряжение требуется для зажигания.

Рассмотренная выше конструкция импульсного тиратрона имеет тот недостаток, что управляющий и поджигающий электроды сетки и тепловой экран, расположенный над катодом, довольно сильно нагреваются и дают термоэлектронную эмиссию, которая может нарушить нормальную работу тиратрона. Поэтому в импульсных тиратронах для более высоких напряжений и бóльших токов применяют другую конструкцию электродов, изображенную схематически на рис. 10-39,*б*.

В ней цилиндрический катод *1* имеет подогреватель *2*, расположенный на наружной поверхности, а внутренняя поверхность снабжена ребрами и покрыта оксидом. Катод окружен тепловыми экранами *3*, причем в верхнем экране имеется отверстие для прохождения разряда. Поджигающим электродом *4* является вольфрамовый проводничок (так называемый лифтрон), идущий от центра отверстия теплового экрана катода к управляющему электроду сетки *5*. Анод *6*, как и в предыдущей конструкции, окружен экраном *7*, выполненным частично в виде сетки. Между управляющим электродом сетки и катодной частью также имеется экран *8*, охватывающий поджигающий электрод. Подобная конструкция электродов осуществлена, например, в тиратроне ТГИ1-130/10 и ряде других. Для нее характерны отсутствие термоэлектронной эмиссии электродов сетки при работе в весьма напряженном режиме, возможность получения коротких импульсов при высокой частоте их повторения, высокая стабильность зажигания и ряд других преимуществ.

Помимо обычных параметров, характеризующих тиратроны, для импульсных тиратронов введены следующие специальные величины:

1. Импульсная мощность, т. е. мощность импульса в нагрузке. У разных типов тиратронов она бывает от единиц киловатт до единиц и даже десятков мегаватт.

2. Частота повторения импульсов F при определенных значениях анодного напряжения $U_а$ и тока импульса $I_и$. Произведение этих трех величин для данного тиратрона является постоянным и иногда называется максимальным коэффициентом мощности:

$$FU_аI_и = \text{const}. \quad (10\text{-}16)$$

Поэтому при повышении частоты повторения импульсов необходимо соответственно снижать анодное напряжение или ток импульса, или и то и другое. Как уже указывалось, современные импульсные тиратроны допускают работу с частотой F до тысяч и даже десятков тысяч герц.

3. Длительность и форма импульсов анодного тока. Обычно тиратроны конструируются с расчетом на получение импульсов прямоугольной формы с длительностью 0,1—20 *мксек*.

4. Время пробоя, т. е. время формирования дугового разря-

да в тиратроне, как правило, составляет сотые доли микросекунды.

5. Стабильность зажигания характеризуется постоянством времени зажигания, т. е. промежутка времени от момента подачи управляющего импульса на сетку до момента появления импульса анодного тока. Обычно нестабильность времени зажигания не превышает сотых долей микросекунды.

Современные импульсные тиратроны имеют срок службы не менее 500 *ч* и могут работать при температурах окружающей среды от —60 до +70° С (иногда и выше), а также при пониженном давлении.

10-11. ТИРАТРОНЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Помимо тиратронов дугового разряда, имеющих накаленный катод, в последние годы получили применение тиратроны тлеющего разряда, иначе называемые тиратронами с холодным катодом. Их преимуществом является отсутствие расхода энергии на накал катода, но зато они не могут быть такими мощными, как тиратроны дугового разряда. Анодный ток у тиратронов тлеющего разряда обычно бывает не более несколько единиц или десятков миллиампер. Эти тиратроны используются главным образом в автоматике в различных релейных и счетных схемах, а также в релаксационных генераторах и других устройствах.

В тиратронах тлеющего разряда между анодом и катодом, которые могут иметь различные конструкции, расположен третий электрод, называемый сеткой, пусковым анодом или поджигающим электродом. На рис. 10-41,*а* и *б* показаны две конструкции электродов тиратрона тлеющего разряда. Расстояния между электродами и давление газа подобраны так, что разряд между сеткой и катодом возникает при более низком напряжении, чем разряд между анодом и катодом, а затем разряд переходит на анод, если только напряжение на аноде имеет достаточную величину. При этом разряд в промежутке сетка—катод характеризуется весьма малыми токами, всего лишь порядка нескольких единиц или десятков микроампер, а ток главного разряда между анодом и катодом может быть в тысячи раз бо́льшим.

Величина анодного напряжения $U_з$, при котором возникает разряд в анодной цепи, зависит от тока $i_с$ в сеточной цепи. Чем больше последний, тем при более низком анодном напряжении наступает разряд в промежутке анод—катод. Такая зависимость объясняется тем, что при большем токе в сеточной цепи в промежутке сетка—катод возникает больше ионов и электронов и это облегчает возникновение разряда с катода на анод.

Зависимость напряжения $U_з$ от тока $i_с$ показана на графике на рис. 10-41, *в*, который называется **пусковой характеристикой** или **характеристикой перехода**. При отсутствии тока в цепи сетки анодное напряжение зажигания имеет наибольшую величину $U_{з\,макс}$. Возрастание тока $i_с$ вызывает снижение $U_з$, сначала резкое, а затем более медленное. Однако величина $U_з$ не может стать меньше того рабочего падения напряжения

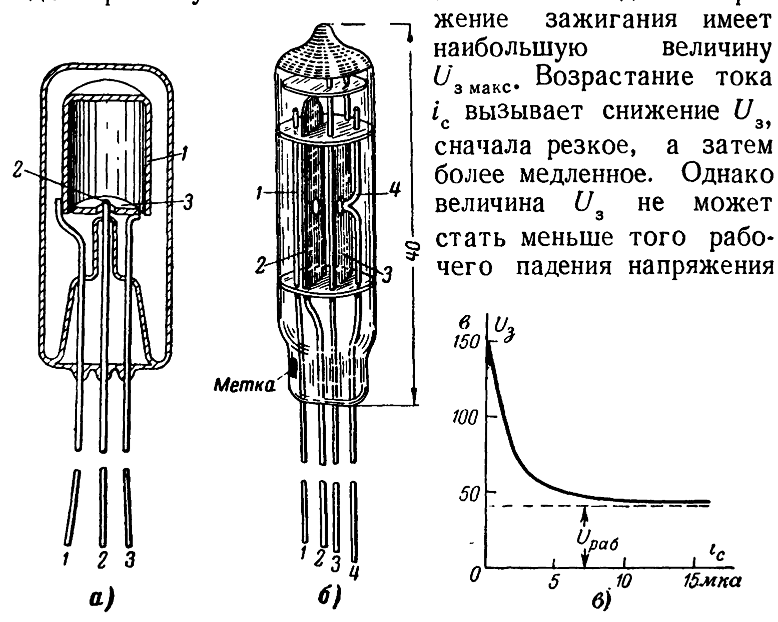


Рис. 10-41. Устройство тиратронов тлеющего разряда.

а — тиратрон типа МТХ90 (*1* — катод; *2* — анод; *3* — сетка или пусковой электрод); *б* — тиратрон ТХ3Б и ТХ4Б (*1* — анод *2* — вторая сетка; *3* — первая сетка; *4* — катод); *в* — пусковая характеристика тиратрона.

$U_{раб}$, которое необходимо для поддержания тлеющего разряда между анодом и катодом. Пусковая характеристика зависит, конечно, также от рода газа, его давления, формы электродов, их материала и состояния их поверхности.

Ток в анодной цепи нельзя регулировать изменением напряжения на сетке. Его можно прекратить только уменьшением анодного напряжения ниже напряжения погасания, которое обычно лишь немного меньше, чем $U_{раб}$. Таким образом, в этих тиратронах, как и в тиратронах дугового разряда, после возникновения главного разряда в анодной цепи сетка теряет свое управляющее действие.

Принципиальная схема включения тиратрона тлеющего разряда в качестве реле показана на рис. 10-42. Напря-

жение анодного источника $E_а$ должно быть меньшим, чем $U_{з.макс}$, а напряжение $E_с$ — меньшим, чем то, которое необходимо для возникновения разряда в промежутке сетка — катод. Сопротивление $R_с$ служит для ограничения сеточного тока. Оно также увеличивает входное сопротивление схемы для источника импульсов, отпирающих тиратрон.

Когда положительный импульс напряжения достаточной величины поступает на сетку, то возникает разряд на участке сетка—катод. Если при этом получается ток сетки необходимой величины, то разряд переходит также и на анод. Следовательно, импульс напряжения, поданный от маломощного генератора в цепь сетки, может создать значительный ток в сопротивлении нагрузки $R_н$, включенном в анодную цепь.

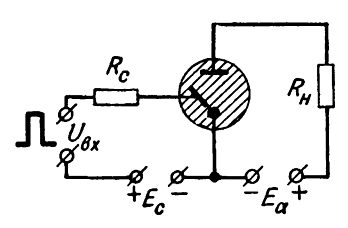


Рис. 10-42. Схема включения тиратрона тлеющего разряда.

Наша промышленность выпускает тиратрон тлеющего разряда типа ТХ3Б, оформленный в виде миниатюрной лампы с баллоном диаметром 10 *мм* и длиной 40 *мм*, наполненным неоново-аргоновой смесью. Этот тиратрон имеет две сетки. Вторая сетка либо соединяеется с первой, либо на нее подается некоторое положительное напряжение, влияющее на пусковую характеристику. При соединении сеток тиратрон ТХ3Б имеет следующие данные. Напряжение сетки, необходимое для возникновения разряда на участке сетка—катод, составляет 90—110 *в*. Если анодное напряжение равно 150 *в*, то разряд в анодной цепи возникает при токе сетки 5 *мка*, после чего между анодом и катодом устанавливается падение напряжения $U_{раб}$ порядка 110 *в*. Анодный ток нормально имеет величину 0,5—5 *ма*. Время восстановления управляющего действия сетки после прекращения прохождения анодного тока 1 *ма* составляет 100 *мксек*.

Применительно к схеме на рис. 10-42 рекомендуется следующий типовой режим: $E_а = 125 \div 175$ *в*; $E_с = 90$ *в*; $R_с \geqslant 0{,}5$ *Мом*; $U_{вх} \geqslant 20$ *в*.

Тиратрон может работать при температурах окружающей среды от —40 до +60° С и имеет долговечность 1 000 *ч*. Фактически он может работать значительно дольше, но

с течением времени повышаются напряжение и ток сетки, соответствующие отпиранию тиратрона. Выпускается также тиратрон ТХ4Б, аналогичный ТХ3Б, но имеющий несколько больший анодный ток и значительно меньшее время восстановления управляющего действия сетки.

10-12. ДЕКАТРОНЫ

Название декатрон присвоено специальным многоэлектродным приборам тлеющего разряда, предназначенным главным образом для счета импульсов, а также для коммутационных и некоторых других схем. Эти приборы у нас выпускаются с числом электродов, обеспечивающим счет импульсов по десятичной системе, но они могут иметь и иное число электродов для счета по другой системе.

Существует вообще довольно много различных типов многоэлектродных приборов тлеющего разряда для счетных и коммутационных устройств. Принцип их работы, как правило, состоит в том, что каждый подводимый к прибору импульс вызывает переход тлеющего разряда с данного электрода на следующий. Такие приборы обеспечивают скорость счета до нескольких десятков тысяч импульсов в секунду, сравнительно просты по конструкциям и имеют малые габариты. Управляющие импульсы для таких приборов могут иметь различные амплитуду и форму.

Выпускающиеся у нас декатроны типов ОГ1 и ОГ2 относятся к так называемым двухимпульсным. Это означает, что управление ими производится с помощью двух импульсов. Принцип конструкции электродов такого декатрона изображен схематически на рис. 10-43,*а*. Вокруг анода, имеющего форму диска (*4*), расположены по окружности три группы катодов в виде штырьков по десяти катодов в каждой группе, причем катоды каждой группы чередуются. В первую группу входят индикаторные катоды *ик* (*3*). Девять таких катодов соединены вместе и имеют общий вывод, а десятый, индикаторный, катод, называемый «нулевым» *нк* (*0*), делается с отдельным выводом. Во вторую группу входят соединенные и имеющие общий вывод первые «переносящие» или «переводящие» катоды, иначе называемые первыми подкатодами *1пк* (*1*). Такое же устройство имеют вторые подкатоды *2пк* (*2*).

Декатроны ОГ1 и ОГ2 оформлены в виде обычных стеклянных ламп с нормальным восьмиштырьковым цоколем. Отсчет импульсов производится визуально через ку-

пол баллона по свечению газа около того или иного индикаторного катода. На рис. 10-43,*б* и *в* даны цоколевка декатронов и их схематическое изображение, на котором каждая группа катодов показана условно в виде одного электрода.

Принципиальная схема включения двухимпульсного декатрона в устройство для счета импульсов приведена на рис. 10-44. Положительный полюс анодного источника, имеющего напряжение порядка 400 *в*, соединяется через

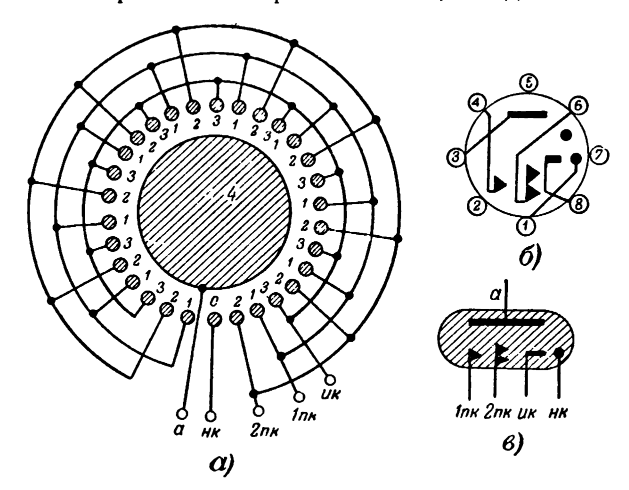


Рис. 10-43. Принцип устройства двухимпульсного декатрона (*а*), его цоколевка (*б*) и изображение на схемах (*в*).

ограничительное сопротивление в несколько сотен килоом с анодом. Минус этого источника, являющийся общим минусом схемы, через нагрузочное сопротивление $R_н$ соединен с нулевым катодом. Все индикаторные катоды через кнопку *К* также подключены к общему минусу. На первые и вторые подкатоды через ограничительные сопротивления подается положительное смещение порядка нескольких десятков вольт. К подкатодам поступают управляющие отрицательные импульсы напряжения прямоугольной формы. Они вырабатываются в специальном управляющем устройстве, к которому подводятся подсчитываемые импульсы. Для каждого импульса, который требуется подсчитать, управляющее устройство вырабатывает два импульса, причем импульс, поступающий на второй подкатод, на-

чинается сразу после окончания импульса, подаваемого на первый катод (рис. 10-44).

В исходном состоянии глеющий разряд имеется только между анодом и нулевым катодом. Это объясняется тем, что подкатоды имеют положительное смещение и, следовательно, напряжение анод — подкатод ниже, чем напряжение анод — индикаторный катод.

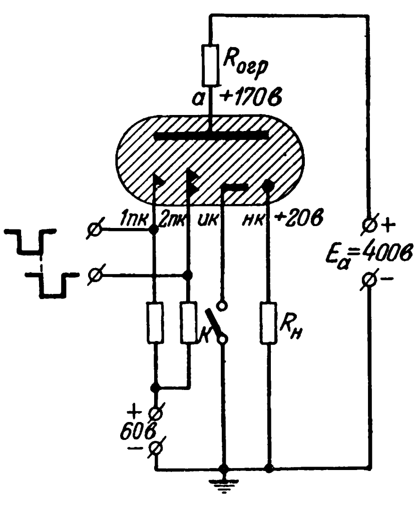


Рис 10-44. Схема включения двухимпульсного декатрона.

Чтобы разряд проходил именно на нулевой катод, служит кнопка K. Если нажать на момент эту кнопку, то цепь всех индикаторных катодов, за исключением нулевого, разомкнется и разряд будет возможен только на нулевой катод. Около этого катода имеется область ионизированного газа и наблюдается свечение. Соседний штырек первого подкатода также находится в ионизированной области, и для него создаются облегченные условия возникновения разряда. Это наглядно показывают графики на рис. 10-45, которые изображают изменение напряжения возникновения разряда на данный катод в зависимости от тока на соседний штырек и расстояния до этого штырька. Поэтому когда на первый подкатод приходит отрицательный импульс и напряжение анод — первый подкатод возрастает,

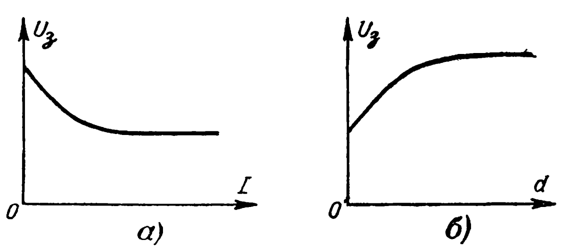


Рис. 10-45. Зависимость напряжения зажигания декатрона от тока соседнего штырька (а) и расстояния до него (б).

то возникает разряд между анодом и первым штырьком первого подкатода (ближайшим к нулевому штырьку). Ток этого разряда увеличивает падение напряжения на ограничительном сопротивлении $R_{огр}$, потенциал анода снижается, и разряд на нулевой катод гаснет.

Когда первый управляющий импульс прекращается и приходит второй управляющий импульс на второй подкатод, то разряд переходит на первый штырек этого подкатода, а разряд на первый штырек первого подкатода гаснет. После окончания второго управляющего импульса разряд перебрасывается на первый штырек индикаторного катода, так как в отличие от соседних штырьков подкатодов на этом штырьке нет положительного смещения и, следовательно, между ним и анодом напряжение выше.

Разряд на индикаторный штырек, который соответствует цифре 1, наблюдается в виде свечения и сохраняется до прихода следующей пары управляющих импульсов. Эти импульсы точно так же, как это только что было рассмотрено, переводят разряд последовательно на вторые штырьки сначала первого подкатода, затем второго подкатода и, наконец, индикаторного катода. Третья группа управляющих импульсов переводит таким же образом разряд на третий штырек индикаторного катода через посредство штырьков подкатодов и т. д. В конце концов десятая группа управляющих импульсов возвращает разряд на нулевой катод. Его свечение сигнализирует о том, что отсчитаны 10 импульсов. Возникающий в цепи этого катода импульс тока создает на сопротивлении $R_н$ импульс напряжения. Через соответствующее управляющее устройство он может привести в действие следующий декатрон, который будет отсчитывать десятки импульсов. Далее, можно установить третий декатрон, отсчитывающий сотни импульсов, и т. д.

Интересной особенностью двухимпульсных декатронов является возможность изменить направление переноса разрядов на обратное, если поменять ролями управляющие импульсы, подаваемые на подкатоды. Это позволяет, например, из данного отсчитанного числа импульсов вычесть другое число импульсов. Достоинством двухимпульсных декатронов также является сравнительная простота их конструкции, за счет которой получаются большая долговечность и высокая надежность работы.

Выпущенные у нас декатроны ОГ1 и ОГ2 имеют следующие основные данные. Напряжение возникновения

разряда между анодом и катодом у них не более 300 *в*, а падение напряжения на этом промежутке во время разряда составляет около 150 *в*. Источник питания E_a должен иметь напряжение 360—450 *в*. Средний ток питания при скорости счета 1 000 *имп/сек* равен 1,1—1,5 *ма*. Постоянное положительное смещение на подкатодах относительно индикаторного катода равно 50±25 *в*. Управляющие отрицательные импульсы, подводимые к подкатодам, должны иметь напряжение порядка 150 *в* и длительность 30—50 *мксек*, причем внутреннее сопротивление их источника не должно быть более 6 000 *ом*. Выходные импульсы на сопротивлении нагрузки 10—20 *ком* в цепи нулевого катода имеют напряжение 8—15 *в*.

Средняя скорость счета для декатрона ОГ1 получается порядка 10 000 *имп/сек*, для ОГ2—6 000 *имп/сек*. Срок службы декатрона не менее 500 *ч*. Приборы могут работать при температуре окружающей среды от —50 до +60° С. Следует отметить, что при более низкой скорости счета схема управления двухимпульсным декатроном может быть упрощена. Запускающий импульс прямоугольной формы подается только на первый подкатод, а на второй подкатод подается тот же импульс, но через задерживающую *RC*-цепь.

Значительное применение получили также специальные одноимпульсные декатроны, работающие на всех своих возможных скоростях от одного запускающего импульса. Существует несколько различных типов одноимпульсных декатронов. В одном из вариантов имеются четыре группы электродов, часть которых подключается через задерживающие *RC*-цепочки, с помощью которых обеспечивается переход разряда в нужном направлении с одного катода на другой. В других конструкциях такой переход осуществляется за счет несимметричной формы самих катодов, и тогда отпадает необходимость включения *RC*-цепочек. Число групп катодов в этом случае снижается до двух. Одноимпульсные декатроны по сравнению с двухимпульсными имеют обычно более сложную конструкцию и поэтому несколько менее надежны в работе. Декатроны, предназначенные для целей коммутации, отличаются тем, что у них сделаны отдельные выводы от каждого индикаторного катода. Поскольку декатроны появились сравнительно недавно, то можно ожидать, что в дальнейшем они будут значительно усовершенствованы и получат широкое распространение.

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ

11-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ ПРИБОРАХ

Электронно-лучевые приборы представляют собой обширную группу приборов с весьма разнообразным назначением. К ним относятся электронно-лучевые трубки для осциллографических целей, приема телевизионных изображений (кинескопы) и индикаторных устройств радиолокационных станций, специальные трубки для передачи телевизионных изображений, запоминающие трубки, применяемые в электронных счетных машинах и других устройствах, электронно-лучевые переключатели, служащие для замыкания и размыкания с большой скоростью различных цепей, электронные микроскопы и электронные преобразователи изображений и некоторые другие специальные приборы.

Во всех таких приборах создается более или менее тонкий пучок электронов (луч), управление которым осуществляется с помощью электрического или магнитного поля, а иногда обоими полями одновременно. Многие электронно-лучевые приборы служат для получения оптических (видимых) изображений на люминесцирующем экране. Подобные приборы называют *электроннографическими*.

В настоящей главе описаны основные типы электронно-лучевых трубок, за исключением специальных, в частности электронных микроскопов, электронных преобразователей изображений и передающих телевизионных трубок. Устройство и работа последних рассматриваются в книгах по основам телевидения.

Наиболее подробно будут освещены широко распространенные осциллографические и приемные телевизионные трубки, к которым близки по устройству и принципу работы индикаторные трубки радиолокационных станций.

Все эти трубки классифицируются по ряду своих особенностей. Так, например, различаются трубки с электрической и магнитной фокусировкой электронного луча в зависимости от того, каким полем — электрическим или магнитным — осуществляется фокусировка. Аналогично этому могут быть трубки с электрическим или магнитным отклонением луча. В зависимости от цвета изображения на люминесцирующем экране различаются трубки с зеленым, оранжевым или желто-оранжевым свечением — для визуального наблюдения, с синим свечением — для фотографирования осциллограмм и белым свечением — для приема телевизионных изображений. Кроме того, трубки изготовляются с различной длительностью так называемого послесвечения, т. е. свечения экрана после того, как в него перестали ударять электроны. Трубки различаются также по размерам экрана, материалу баллона (стеклянные или металло-стеклянные), величинам питающих напряжений и ряду других второстепенных признаков.

11-2. УСТРОЙСТВО ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ТРУБКИ

Электронно-лучевые трубки с электрической фокусировкой и электрическим отклонением луча, называемые обычно электростатическими трубками, имеют широкое применение в осциллографах и радиолокационных установках. Реже они используются в качестве приемных телевизионных трубок (кинескопов).

На рис. 11-1 показаны устройство простейшей электростатической трубки и ее условное изображение на схемах. Баллон трубки имеет цилиндрическую форму с конусообразным расширением. На внутреннюю поверхность основания конусной части нанесен люминесцирующий экран *ЛЭ* в виде слоя некоторых химических веществ, способных давать свечение под ударами электронов. Внутри трубки расположен ряд электродов, имеющих различные назначения. Выводы от электродов, как правило, делаются на контактные штырьки цоколя, расположенного на конце цилиндрической части трубки. Для упрощения чертежа на рис. 11,1,*а* показано, что выводы от электродов сделаны непосредственно через стекло баллона.

Катод *к* у подавляющего большинства трубок делается оксидным косвенного накала в виде цилиндра, внутри которого находится подогреватель (нить накала *нн*). Вывод катода иногда бывает совмещен с одним из выводов

подогревателя. Накал катода может осуществляться постоянным или переменным током. Эмиттирующий оксидный слой наносится на донышко катода. Вокруг катода располагается управляющий электрод *уэ* цилиндрической формы с отверстием в донышке. Этот электрод называют также модулятором, сеткой или цилиндром Венельта. Он служит подобно сетке в электронных лампах для управления плотностью электронного потока и на схематическом изображении трубки показан условно в виде сетки.

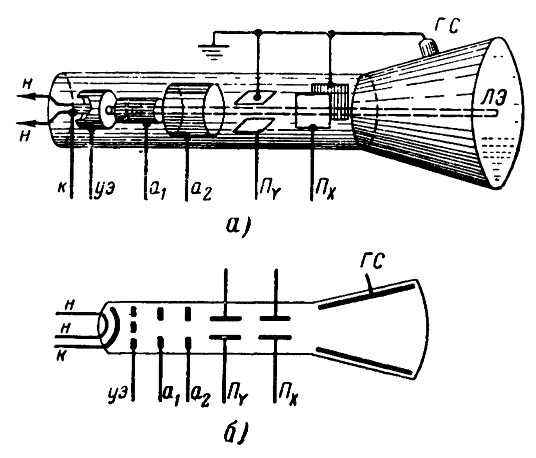


Рис. 11-1. Устройство (*а*) и схематическое изображение (*б*) электростатической электронно-лучевой трубки.

На управляющий электрод подается некоторое отрицательное напряжение (обычно порядка нескольких десятков вольт) относительно катода. Электрическое поле, созданное этим напряжением, сжимает (фокусирует) поток электронов, вылетевших с катода, и направляет его в отверстие управляющего электрода. Вместе с тем это поле, являясь тормозящим для электронов, отталкивает часть их обратно на катод. С увеличением отрицательного напряжения на управляющем электроде все большее и бо́льшее количество электронов возвращается на катод и уменьшается количество электронов, пролетающих в отверстие. При некотором отрицательном напряжении на управляющем электроде все электроны возвращаются на катод, т. е. трубка запирается.

Следующие электроды, также цилиндрической формы, являются анодами. В простейшем случае их имеется только два, как показано на рис. 11-1,*а*. На втором или главном аноде a_2 положительное напряжение бывает примерно от 500 *в* до нескольких киловольт (иногда даже до 10—20 *кв*), а на первом аноде a_1 напряжение обычно в несколько раз меньше. В некоторых трубках второй анод делается бо́льшего диаметра, чем первый. Кроме того, внутри анодов бывают перегородки с отверстиями (диафрагмы).

Под действием ускоряющего поля, созданного анодным напряжением, электроны, прошедшие сквозь отверстие управляющего электрода, приобретают значительную скорость. Система двух анодов служит также для фокусировки электронного потока. Такая фокусировка осуществляется действием на электронный поток неравномерного электрического поля, имеющегося в пространстве внутри анодов, а также благодаря наличию диафрагм. В более сложных конструкциях фокусирующая система состоит не из двух, а из большего числа цилиндров, определенным образом соединенных друг с другом. Ниже будут более подробно рассмотрены процесс управления электронным потоком в пространстве между управляющим электродом и катодом и процесс фокусировки этого потока анодами.

Вся система, состоящая из катода, управляющего электрода и анодов, называется электронной пушкой или электронным прожектором и служит для создания электронного луча, т. е. сравнительно тонкого потока электронов, вылетающих с большой скоростью из главного анода в направлении к люминесцирующему экрану.

На пути электронного луча поставлены под прямым углом друг к другу две пары отклоняющих пластин $П_X$ и $П_Y$. Когда на каждой паре этих пластин напряжение равно нулю, то они не влияют на электронный луч. Если же подать на ту или иную пару пластин напряжение, то между пластинами образуется электрическое поле, под влиянием которого электронный луч будет отклоняться в сторону положительно заряженной пластины. Движение электронов в поле данной пары пластин является движением электронов в поперечном поле, рассмотренным подробно в § 2-1. Как было там установлено, в данном случае электроны движутся по параболическим траекториям, а, выйдя из поля, они далее движутся по инерции прямолинейно. Таким образом, под влиянием поля отклоняющих пластин

электронный луч получает некоторое угловое отклонение. Чем больше напряжение на пластинах, тем сильнее отклоняется луч от своего первоначального направления и тем больше смещается на люминесцирующем экране светящееся пятно, возникающее от удара электронов.

Пластины $П_Y$ дают отклонение луча по вертикали и называются пластинами вертикального отклонения или „пластинами игрек", а пластины $П_X$ являются пластинами горизонтального отклонения или „пластинами икс".

Одна отклоняющая пластина из каждой пары часто бывает соединена с землей (шасси), т. е. имеет нулевой потенциал. Такое включение отклоняющих пластин называется несимметричным. Главный анод обычно также соединяется с землей (шасси). Тогда при отсутствии напряжения на отклоняющих пластинах между ними и главным анодом не будет никакой разности потенциалов и, следовательно, в пространстве между ними не будет никакого поля, влияющего на электронный луч. Поэтому электроны, выйдя из электронного прожектора, движутся прямолинейно и равномерно.

Поскольку анод имеет нулевой потенциал относительно земли, то катод должен быть хорошо изолирован от земли (шасси), так как он имеет высокий отрицательный потенциал, равный напряжению главного анода. Отсюда следует, что при включенных на трубку питающих напряжениях прикосновение к проводам катода, управляющего электрода и цепи накала представляет большую опасность. Надо принять за правило при включенном питании не прикасаться к проводам схемы с электронно-лучевой трубкой.

Так как на электронный луч могут сильно влиять посторонние электрические и магнитные поля, то трубку обычно помещают в экранирующий чехол из мягкой стали. Поскольку этот экран, так же как и главный анод, имеет нулевой потенциал, то между ними не образуется поле, которое могло бы действовать на луч.

Свечение люминесцирующего экрана под ударами электронов объясняется явлением возбуждения атомов вещества экрана. Электроны луча, ударяя в экран, передают свою энергию атомам экрана и переводят их в возбужденное состояние. Как известно, в этом случае один из электронов атома переходит на более удаленную от ядра орбиту. При возвращении электрона на свою нормальную орбиту выделяется один квант лучистой энергии (фотон) и, следовательно, наблюдается свечение. Это явление называется

катодолюминесценцией, а вещества, способные давать свечение под ударами электронов, называют катодолюминофорами или, короче, просто люминофорами (иногда фосфо́рами).

Электроны, попадающие на экран, могут зарядить его до высокого отрицательного потенциала. Если бы это произошло, то создалось бы тормозящее поле, уменьшающее скорость электронов, а следовательно, и яркость свечения экрана. Такое поле могло бы даже полностью прекратить попадание электронов на экран. Необходимо отвести отрицательный заряд с экрана, но с помощью провода это осуществить невозможно, поскольку люминофор, как правило, является диэлектриком. Поэтому люминофор должен обладать значительной вторичной эмиссией. Вторичные электроны, выбиваемые с экрана ударами первичных электронов, летят к проводящему графитовому слою *ГС*, которым обычно покрывается с внутренней стороны конусная (а иногда и цилиндрическая) часть баллона.

Графитовый слой соединяется с главным анодом, т. е. с землей. В одних трубках это соединение сделано внутри баллона, а в других трубках имеется отдельный вывод от графитового слоя, большей частью в виде специального контакта на баллоне. В последнем случае на графитовый слой можно подать более высокое напряжение, чем на второй анод, и использовать его в качестве третьего анода. Тогда электроны будут получать дополнительное ускорение после того, как они испытали отклонение в системе отклоняющих пластин. Подобные трубки называются трубками с послеускорением. Благодаря уходу вторичных электронов с экрана последний имеет обычно потенциал, близкий к потенциалу графитового слоя.

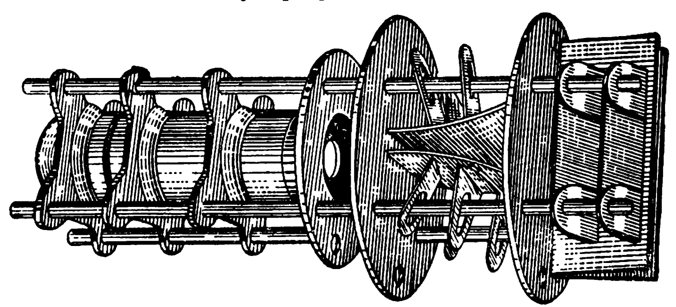


Рис. 11-2. Конструкция электродов электростатической трубки.

Наличие графитового слоя устраняет также возможность образования на стенках баллона отрицательных зарядов от попадающих туда электронов. Эти заряды создали бы дополнительные поля, нарушающие нормальную работу трубки. Если в трубке графитового слоя нет, то вторичные электроны с экрана уходят на отклоняющие пластины и главный анод.

Конструктивно все внутренние электроды трубки, т. е. электронный прожектор и отклоняющие пластины, обычно монтируются с помощью специальных металлических держателей и изоляторов на стеклянной ножке трубки (рис. 11-2).

11-3. ЦЕПИ ПИТАНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ТРУБКИ

Схема цепей питания электростатической трубки показана на рис. 11-3,*а*. Постоянные питающие напряжения на электроды трубки обычно подаются от двух источников (выпрямителей): E_1 и E_2. Первый из них должен давать высокое анодное напряжение при весьма небольшом токе, не более единиц миллиампер, а источник E_2 бывает рассчитан на напряжение порядка нескольких сотен вольт. Так как от этого же источника обычно питаются и некоторые другие каскады, работающие совместно с трубкой, то он должен быть рассчитан на ток не менее нескольких десятков миллиампер.

Питание электронного прожектора осуществляется от источника через делитель напряжения, состоящий из сопротивлений R_1, R_2, R_3 и R_4. Эти сопротивления выбираются достаточно большими (обычно порядка сотен килоом и более), чтобы делитель потреблял от источника небольшой ток. Сама трубка также потребляет весьма малый ток, который у большинства трубок составляет доли миллиампера.

Потенциометр R_1 является регулятором яркости свечения экрана. С помощью этого потенциометра регулируется отрицательное напряжение на управляющем электроде. Оно снимается с правого участка потенциометра. Увеличение отрицательного напряжения на управляющем электроде уменьшает количество электронов, достигающих экрана, т. е. понижает плотность электронного потока в луче, и яркость свечения уменьшается.

Для регулирования фокусировки электронного луча служит потенциометр R_3, которым можно изменять потенциал первого анода. Очевидно, что при этом

изменяется разность потенциалов между анодами, а следовательно, и напряженность поля в пространстве внутри этих анодов, что приводит к уменьшению или ухудшению фокусировки. Если, например, понижать потенциал первого анода, то разность потенциалов между анодами возрастет, поле станет сильнее и его фокусирующее действие увеличится.

Поскольку напряжение первого анода U_{a1} никогда не нужно уменьшать до нуля, в делитель включено сопротивление R_2. С другой стороны, напряжение U_{a1} никогда не требуется увеличивать до значения напряжения главного анода U_a, и поэтому в состав делителя введено сопротивление R_4. В самой упрощенной схеме питания можно было бы обойтись без сопротивлений R_2 и R_4.

Как видно, напряжение главного анода U_a лишь немного меньше, чем напряжение источника E_1 (на вели-

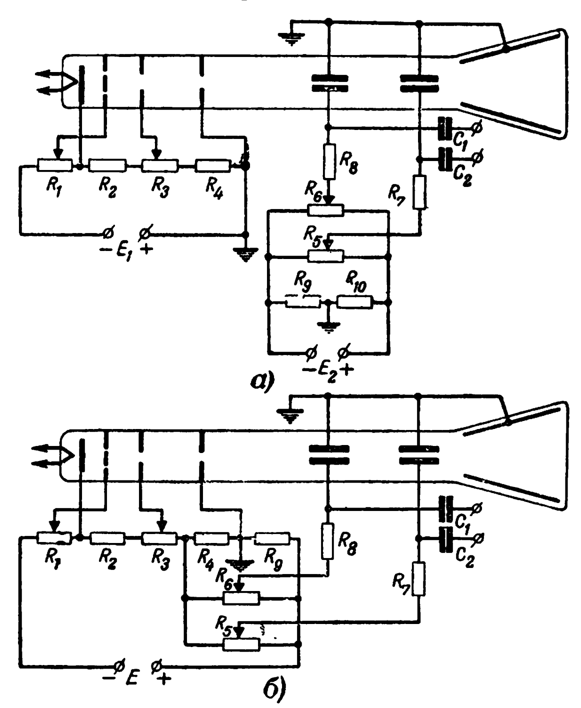


Рис. 11-3. Схемы питания электростатической электронно-лучевой трубки от двух источников (*а*) и от одного источника (*б*).

чину падения напряжения на R_1). Следует помнить, что скорость электронов, вылетающих из прожектора, т. е. из главного анода, зависит только от напряжения на этом аноде, но не зависит от напряжения на управляющем электроде и первом аноде.

Некоторое количество электронов неизбежно попадает на аноды, особенно если они сделаны с диафрагмами. Поэтому в цепях анодов протекают токи, величина которых обычно составляет доли миллиампера. Эти токи замыкаются через источник E_1. Например, электроны тока первого анода движутся в направлении от катода к аноду, затем через правый участок потенциометра R_3 и через R_4 к плюсу источника E_1, далее внутри него и через R_1 к катоду.

Для начальной установки светящегося пятна на экране служат потенциометры R_5 и R_6, на которые подается напряжение от источника E_2. Ползунки этих потенциометров соединены через большие сопротивления порядка нескольких мегом R_7 и R_8 с незаземленными отклоняющими пластинами. Кроме того, с помощью двух равных по величине сопротивлений R_9 и R_{10}, в схеме питания отклоняющих пластин сделана точка нулевого потенциала, которая заземлена. Нулевая точка принципиально могла быть сделана в одном из потенциометров R_5 или R_6, но выпускающиеся непроволочные переменные сопротивления не имеют вывода от средней точки.

Очевидно, что у потенциометров на концах получаются потенциалы $+\frac{1}{2}E_2$ и $-\frac{1}{2}E_2$, а их средние точки имеют нулевой потенциал. Когда ползунки стоят в средних положениях, то на отклоняющих пластинах напряжение равно нулю.

Перемещая ползунки в ту или другую сторону от среднего положения, можно подавать на отклоняющие пластины различные по величине и знаку напряжения, под влиянием которых электронный луч будет смещаться по вертикали или горизонтали. Следовательно, потенциометры R_5 и R_6 являются регуляторами смещения светящегося пятна на экране по осям X и Y и с их помощью можно установить это пятно в любой точке экрана.

На отклоняющие пластины через конденсаторы C_1 и C_2 подаются также переменные напряжения, например исследуемое напряжение в случае применения трубки для целей осциллографии. Конденсаторы необходимы для того, чтобы, с одной стороны, отклоняющие пластины не

шунтировались по постоянному напряжению внутренним сопротивлением источника переменного напряжения. Это сопротивление может быть в отдельных случаях сравнительно малым, и тогда постоянное напряжение на отклоняющих пластинах резко уменьшилось бы. С другой стороны, источник переменного напряжения иногда может создавать также и постоянное напряжение, которое нежелательно подавать на отклоняющие пластины. Вместе с тем во многих случаях недопустимо попадание в источник переменного напряжения постоянного напряжения, имеющегося в цепях отклоняющих пластин.

Таким образом, конденсаторы C_1 и C_2 являются разделительными, а сопротивления R_7 и R_8 включены для того, чтобы увеличить входное сопротивление схемы с электронно-лучевой трубкой для источников переменных напряжений. Без таких сопротивлений эти источники были бы нагружены на значительно меньшее сопротивление, создаваемое только потенциометрами R_5, R_6 и сопротивлениями R_9, R_{10}.

Следует иметь в виду, что сопротивления R_7 и R_8 не понижают напряжения, подаваемого на отклоняющие пластины, так как через них не протекают постоянные токи (если не считать ничтожно малых токов, образованных электронами, попадающими с катода на отклоняющие пластины).

Основным полезным током трубки является ток самого электронного луча. Электроны этого тока движутся от катода к люминесцирующему экрану и выбивают из последнего вторичные электроны. В установившемся режиме число первичных электронов, попадающих на экран на 1 *сек*, равно числу вторичных электронов, уходящих с экрана за то же время. Вторичные электроны летят на графитовый слой и далее движутся в направлении к плюсу источника E_1, а затем через его внутреннее сопротивление и потенциометр R_1 к катоду. Чтобы измерить ток электронного луча, очевидно, нужно включить микроамперметр или чувствительный миллиамперметр в провод, соединяющий вывод графитового слоя с землей (с плюсом E_1).

Схема питания электродов трубки может быть выполнена и по многим другим вариантам. Например, если необходимо питать только одну трубку без каких-либо дополнительных каскадов, то достаточен лишь один источник высокого напряжения. В этом случае схема питания может быть упрощена и собрана по рис. 11-3,*б*.

Здесь сопротивления R_4 и R_9 берутся одинаковой величины и точка их соединения подключается к главному аноду и земле. Таким образом, в данной схеме напряжение источника E равно напряжению главного анода плюс падение напряжения на сопротивлениях R_1 и R_9.

11-4. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЖЕКТОРЫ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ТРУБОК

Важнейшей частью любой трубки является электронный прожектор, в котором происходят формирование электронного луча и управление его плотностью. Электронный прожектор представляет собой электронно-оптическую систему, состоящую из нескольких электронных линз. Каждая такая линза образована неравномерным электрическим полем, вызывающим искривление траекторий электронов, т. е. как бы преломление их подобно тому, как преломляются световые лучи в оптических линзах. Электронные линзы в электронно-лучевых трубках, как правило, не только вызывают искривление электронных траекторий, но и придают электронам ускорение. Подобные линзы называются иммерсионными.

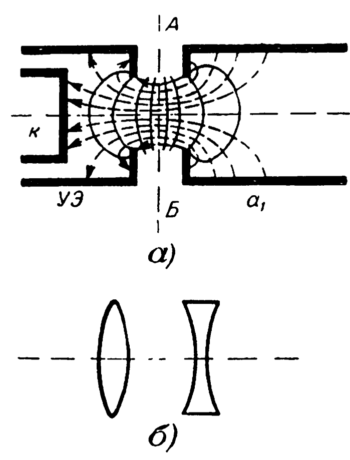


Рис. 11-4. Первая линза электронного прожектора (*а*) и ее оптическая аналогия (*б*).

В простейшем случае прожектор содержит две электронные иммерсионные линзы. Первая линза, или линза предварительной фокусировки, образована тремя электродами: катодом, управляющим электродом и первым анодом. Поскольку сам катод является объектом, испускающим электронные лучи, то данную электронно-оптическую систему называют иммерсионным объективом. На рис. 11-4,*а* изображена примерная картина поля в этой части электронного прожектора для случая, когда на управляющем электроде отрицательный потенциал не очень велик. Так как в литературе подобные поля большей частью изображают с помощью

эквипотенциальных поверхностей, то на рис. 11-4,*а* они показаны сплошными линиями, а силовые линии — штриховыми.

Как видно, часть силовых линий с положительно заряженного первого анода идет на средний участок эмиттирующей поверхности катода, а другая часть их заканчивается на управляющем электроде, который имеет более отрицательный потенциал, нежели катод. Линия *АБ* условно делит поле на две половины. В левой половине поле является ускоряющим сходящимся. Оно осуществляет фокусирование потока электронов, эмиттированных катодом, и придает им значительную скорость. Поле в правой половине также является ускоряющим, но расходящимся. Оно дополнительно ускоряет электроны и несколько рассеивает их. Однако рассеивающее действие оказывается слабее фокусирующего, так как во второй половине поля электроны движутся с гораздо большей скоростью и поэтому поле здесь не может вызвать значительного искривления их траекторий.

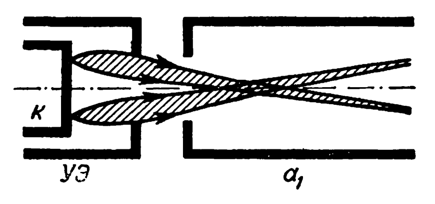


Рис. 11-5. Траектории электронов в иммерсионном объективе электронного прожектора.

Рассматриваемое поле в некоторой степени аналогично системе двух линз — собирающей и рассеивающей (рис. 11-4,*б*), причем собирающая линза оказывается сильнее рассеивающей и поэтому в целом такая система является фокусирующей. Однако движение электронных потоков в рассматриваемой системе электродов происходит по более сложным законам, нежели преломление световых лучей в линзах.

Если учесть, что электроны вылетают не только перпендикулярно поверхности катода, но и под другими углами к ней, то можно показать траектории электронов примерно так, как это сделано на рис. 11-5 для двух электронных пучков, выходящих из крайних элементов рабочей эмиттирующей поверхности. Видно, что электроны движутся по криволинейным траекториям. Их потоки фокусируются и пересекаются в некоторой области внутри первого анода. Эта область, называемая первым пересечением или скрещением, имеет очень небольшие размеры. После нее электроны летят расходящимся пучком.

При увеличении отрицательного напряжения на управляющем электроде все большее и большее количество силовых линий ускоряющего поля перехватывает этот электрод и все меньшее их число достигает центральной части катода. Размеры этой части поверхности катода, которая именно является рабочей, так как электроны уходят безвозвратно только с нее, уменьшаются, и ток луча становится меньшим. Когда напряжение управляющего электрода достигает значения, запирающего трубку, все силовые линии идут на управляющий электрод и площадь рабочей части поверхности катода становится равной нулю. В этом случае около всей поверхности катода ускоряющее поле отсутствует, и поэтому, несмотря на наличие эмиссии, никакого электронного луча не получается, так как все электроны возвращаются на катод.

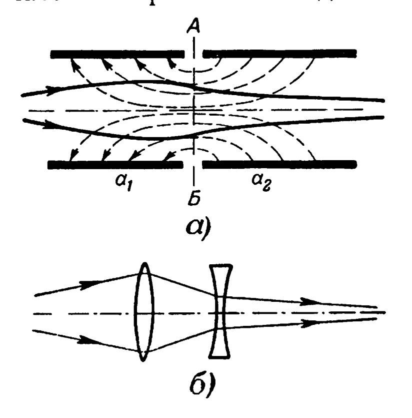


Рис. 11-6. Вторая фокусирующая линза электронного прожектора (*а*) и ее оптическая аналогия (*б*).

Таким образом, регулирование яркости путем изменения напряжения на управляющем электроде связано с изменением рабочей поверхности катода, с которой снимается ток электронного луча.

Рассмотрим теперь фокусировку электронного луча во второй линзе, т. е. в системе двух анодов. Ускоряющее поле между первым и вторым анодами также образует иммерсионную линзу. Для упрощения оно изображено на рис. 11-6,*а* только с помощью силовых линий. Так же как и в предыдущем случае, линия *АБ* делит его на две половины. Действие этого поля на электронный поток аналогично действию первой линзы прожектора. В левую половину поля поступает расходящийся электронный поток, который фокусируется, так как поле для него является ускоряющим и сходящимся. А в правой половине поля происходит рассеивание потока, поскольку здесь поле расходящееся. Рассеивающее действие слабее фокусирующего, так как скорость электронов в правой половине поля выше, чем в левой.

Вся система, которую опять можно уподобить системе.

состоящей из собирающей и рассеивающей линз (рис. 11-6,*б*), дает эффект фокусировки. Вследствие того что фокусирование в первой половине поля в значительной степени компенсируется рассеиванием во второй половине поля, система оказывается длиннофокусной, что и требуется, так как необходимо сфокусировать электронный пучок по возможности в одну точку на экран, находящийся довольно далеко.

При увеличении разности потенциалов между анодами путем уменьшения напряжения на первом аноде напряженность поля увеличивается и его фокусирующее действие усиливается. Таким образом, легко осуществляется регулирование фокусировки.

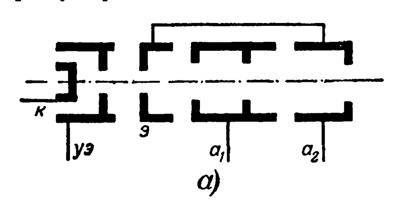
Принципиально можно было бы регулировать фокусировку изменением напряжения на втором аноде, но это неудобно, так как в цепи второго анода напряжение гораздо выше. Кроме того, изменение напряжения на этом аноде будет влиять на скорость электронов, вылетающих из прожектора, что в свою очередь приведет к изменению яркости свечения на экране, а также повлияет на отклонение луча отклоняющими пластинами (см. далее).

В некоторых электронных прожекторах второй анод делается большего диаметра, чем первый. Тогда напряженность поля во второй его половине оказывается меньшей, чем в первой, вследствие того что поле здесь распространено на больший объем. Это обстоятельство также ослабляет рассеивающее действие поля по сравнению с фокусирующим.

Описанный двухлинзовый электронный прожектор, имеющий две фокусирующие системы, называют т р и о д н ы м, поскольку катод, управляющий электрод и первый анод можно уподобить триоду. Существенным недостатком триодного прожектора является влияние друг на друга регулировок яркости и фокусировки. Изменение потенциала первого анода влияет на яркость, так как этот анод входит в состав иммерсионного объектива и своим полем воздействует на объемный заряд (электронное облачко) около катода. В свою очередь изменение напряжения на управляющем электроде сдвигает вдоль оси трубки область первого пересечения электронных траекторий, и это нарушает фокусировку.

Кроме того, изменение плотности электронного потока при регулировке яркости изменяет количество электронов, попадающих на первый анод, главным образом за счет

перехвата их диафрагмами этого анода. Ток первого анода меняется, а так как в его цепь включены большие сопротивления, то неизбежно меняется напряжение на аноде, что также приводит к расфокусировке. Следует отметить, что попадание электронов на второй анод не создает изменения фокусировки, так как в цепь этого анода не включены сопротивления и, следовательно, напряжение на нем не может изменяться.



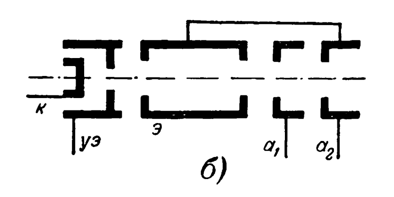


Рис. 11-7. Улучшенные электронные прожекторы с экранирующим электродом.

Значительно лучшие результаты получаются с **тетродным прожектором**, показанным схематически на рис. 11-7,*а*. В нем между управляющим электродом и первым анодом поставлен дополнительный **ускоряющий или экранирующий электрод** (*Э*), играющий роль экранирующей сетки. Он соединен со вторым анодом и, следовательно, на нем напряжение постоянно. Благодаря экранирующему действию ускоряющего электрода изменение потенциала первого анода при регулировании фокусировки практически не изменяет поле в иммерсионном объективе у катода.

Но регулировка яркости все же влияет на фокусировку, в частности из-за того, что изменяется ток первого анода, имеющий значительную величину за счет наличия диафрагм. Поэтому был создан тетродный прожектор с нулевым током первого анода (рис. 11-7,*б*), получивший широкое применение в трубках. В некоторых случаях прожекторы делаются еще более сложными. Современные электронные прожекторы обеспечивают получение на экране трубки светящегося пятна с диаметром, не превышающим при хорошей фокусировке 0,001—0,002 диаметра экрана.

11-5. ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИЙ ЭКРАН

Для изготовления люминесцирующих экранов в качестве основных веществ применяют различные химические соединения, обладающие свойством катодолюминесценции,

т. е. способностью светиться под ударами электронов. Для получения нужных яркости, цвета свечения и длительности послесвечения к основному веществу добавляют активаторы, в качестве которых обычно служат серебро, марганец или медь. Наиболее часто применяемые люминофоры обладают следующими свойствами.

Окись цинка обладает очень малым послесвечением и в зависимости от режима ее прокаливания перед нанесением на стекло дает фиолетовое или зеленое свечение. Смесь сернистого цинка и сернистого кадмия (так называемый сульфид) дает весьма яркое свечение любого цвета, в частности белого, с длительностью послесвечения от долей микросекунды до целых минут. Длительное послесвечение, необходимое для радиолокационных трубок, достигается применением меди в качестве активатора. Наоборот, серебро обеспечивает малое послесвечение и используется для активации сульфидных люминофоров в кинескопах.

В трубках для визуального наблюдения встречаются люминофоры из искусственного кремнекислого цинка или естественного (минерал виллемит) с активатором в виде марганца. Они имеют небольшое время послесвечения и цвет свечения от зеленого до желто-оранжевого. Особенностью этих так называемых силикатных люминофоров является высокая стойкость. Сине-фиолетовое свечение с малой длительностью послесвечения дают экраны из вольфрамово-кислых бария, кальция, магния, кадмия, цинка и стронция (вольфраматы). Они также обладают большой стойкостью и не требуют активаторов.

Яркость свечения экрана приблизительно пропорциональна квадрату разности потенциалов между экраном и катодом, т. е. резко возрастает при увеличении скорости электронов в луче. Однако существует некоторая минимальная скорость электронов, необходимая для возникновения свечения. Выраженная в вольтах она обычно составляет от нескольких десятков до нескольких сотен вольт. При меньших скоростях электроны не проникают достаточно глубоко в кристаллическую решетку люминофора. Следует отметить, что вообще глубина проникновения не превышает 1 *мк* при скоростях электронов в несколько киловольт. При малых токах луча яркость также пропорциональна плотности тока, но с увеличением последней достигается эффект насыщения и яркость уже не возрастает.

Коэффициент полезного действия люминофора, т. е. отношение энергии видимого излучения к общей энергии бомбардирующих электронов, обычно не превышает нескольких процентов. Это объясняется тем, что бо́льшая часть энергии луча расходуется на нагревание экрана, выбивание вторичных электронов и испускание ультрафиолетовых и рентгеновых лучей.

Принято характеризовать люминофоры так называемой световой отдачей, т. е. величиной силы света в свечах на 1 *вт* мощности электронного луча. У современных люминофоров световая отдача составляет от нескольких десятых долей до нескольких единиц свечей на ватт. Световая отдача получается наибольшей при температуре люминофора в интервале от 0 до 60—80° С, а с повышением температуры она падает и примерно при 400° С свечение вообще прекращается.

Нарастание свечения экрана, или так называемое разгорание люминофора, после начала его бомбардировки электронами происходит не мгновенно, а в течение некоторого небольшого времени. После прекращения бомбардировки наблюдается постепенное затухание люминесценции, т. е. послесвечение. В начале затухания обычно получается быстрое уменьшение яркости свечения за время порядка нескольких микросекунд, а затем наступает значительно более медленное спадание яркости, во время которого люминофор отдает бо́льшую часть энергии излучения.

Временем послесвечения обычно принято считать промежуток времени с момента прекращения электронной бомбардировки до момента, когда яркость свечения уменьшится до 1—2% своего начального значения. Различают короткое время послесвечения — до 0,01 *сек*, среднее — 0,01—0,1 *сек* и длительное — свыше 0,1 *сек*.

Весьма важную роль в работе трубки, как было указано выше, играет вторичная электронная эмиссия люминесцирующего экрана. Коэффициент вторичной эмиссии σ зависит от скорости первичных электронов, которая равна разности потенциалов $U_э$ между экраном и катодом. В зависимости от материала люминофора σ достигает максимума при скорости электронов луча порядка нескольких сотен вольт, а затем уменьшается.

В установившемся режиме в течение данного промежутка времени число электронов луча, поступающих на экран, должно быть равно числу вторичных электронов,

уходящих с экрана. Отсюда следует, что люминофоры, имеющие $\sigma < 1$, непригодны для экранов. Поэтому люминофор должен иметь $\sigma > 1$, т. е. зависимость его коэффициента вторичной эмиссии от скорости первичных электронов $U_н$ должна выражаться графиком, приведенным на рис. 11-8.

Если напряжение главного анода $U_а$ находится в пределах между U_A и U_B, то $\sigma > 1$ и экран обычно имеет в установившемся режиме потенциал всего лишь на несколько вольт выше потенциала главного анода и соединенного с ним графитового слоя. Тогда между экраном и графитовым слоем для вторичных электронов создается слабое тормозящее поле, которое возвращает часть этих электронов на экран. Остальная часть их благодаря более высоким начальным скоростям преодолевает тормозящее поле и уходит на графитовый слой. Ток вторичных электронов, очевидно, равен току электронного луча. Таким образом, в этом случае потенциал экрана можно считать практически равным потенциалу графитового слоя и главного анода.

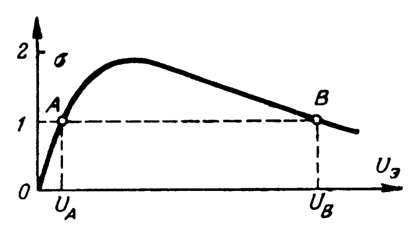


Рис. 11-8. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии люминесцирующего экрана от скорости первичных электронов.

Если же напряжение анода $U_а$ выше, чем U_B, то потенциал экрана автоматически устанавливается равным U_B и тогда $\sigma = 1$. Только при этом условии наступит равновесие, т. е. число приходящих первичных электронов будет равно числу уходящих вторичных электронов. Следовательно, потенциал U_B является наивысшим возможным потенциалом, характерным для данного люминофора. Его называют п р е д е л ь н ы м п о т е н ц и а л о м.

Для разных типов люминофоров он может иметь величину примерно 5—35 *кв*. Величина предельного потенциала весьма существенна для работы трубок. Чем она выше, тем больше может быть скорость электронов в луче, а значит, и яркость изображения на экране.

Под влиянием электронной бомбардировки наблюдается так называемое «у т о м л е н и е» люминофора, которое выражается в уменьшении световой отдачи. Но после не-

которого «отдыха» прежнее значение световой отдачи восстанавливается. Однако при длительной эксплуатации трубки возникает необратимое снижение светоотдачи, называемое «выгоранием» люминофора. При этом те места экрана, которые больше всего бомбардировались электронами, заметно темнеют и уменьшают свои люминесцирующие свойства. Чем больше мощность электронного луча, тем сильнее происходит выгорание люминофора. Увеличение плотности тока в луче влияет на выгорание сильнее, нежели повышение скорости электронов. Следовательно, для уменьшения выгорания желательно применять более высокое анодное напряжение при соответствующем уменьшении плотности тока в луче.

В процессе эксплуатации следует всегда стремиться иметь на экране изображение с достаточной, но наименьшей яркостью. Нельзя также получать на экране неподвижное хорошо сфокусированное пятно, дающее большую яркость свечения, так как это приводит к интенсивному выгоранию экрана. А в более мощных трубках электронный луч значительной мощности, ударяя в одно и то же место экрана, может даже расплавить стекло баллона.

Люминофор экрана сильно разрушается также от бомбардировки его отрицательными ионами, которые вместе с электронами выделяются из оксидного катода. В трубках с магнитной фокусировкой и магнитным отклонением, например в кинескопах, ионы испытывают весьма слабое влияние со стороны магнитных полей. Поэтому они летят к экрану несфокусированным расходящимся потоком и бомбардируют значительную по площади центральную часть экрана, на которой образуется темное «ионное пятно». Для устранения ионного пятна применяют специальные конструкции электронных прожекторов с так называемыми ионными ловушками (см. § 11-10).

Следует заметить, что в ионном пятне выгоревшим является только поверхностный слой люминофора. Если повысить анодное напряжение, то электроны, получая бóльшую скорость, проникают более глубоко в люминофор и вызывают там интенсивную люминесценцию. Таким путем удается иногда полностью или частично устранить на некоторое время ионное пятно. Конечно, при этом нельзя превышать максимально допустимое значение анодного напряжения.

В электростатических трубках ионы фокусируются и отклоняются электрическим полем так же, как и электро-

ны, т. е. они вместе с электронами участвуют в создании светящегося пятна на экране. У таких трубок возникновения ионного пятна не наблюдается.

С течением времени, помимо выгорания экрана, наблюдается также уменьшение его коэффициента вторичной эмиссии, а следовательно, и предельного потенциала, что в свою очередь уменьшает возможную яркость свечения.

Значительное улучшение свойств экрана дает покрытие поверхности люминофора со стороны луча алюминиевой пленкой толщиной не более 1 *мк*, которая играет роль зеркала и создает хорошую проводимость. Такие металлизированные экраны по сравнению с обычными имеют ряд преимуществ. Вследствие проводимости алюминиевого слоя обеспечивается быстрый уход электронов, и поэтому потенциал экрана может быть много выше, чем предельный потенциал люминофора без металлизации. Весьма высокий потенциал экрана обеспечивает большие скорости электронов, что увеличивает яркость свечения. При этом коэффициент вторичной эмиссии люминофора может быть и меньше 1. Увеличению яркости экрана способствует отражение световых лучей от алюминиевой пленки. Ионы, имеющие сравнительно с электронами небольшую скорость, не пробивают алюминиевую пленку, и поэтому ионного пятна не возникает. Что же касается электронов, то они, обладая большой скоростью, проникают сквозь металлическую пленку в люминофор, хотя и теряют при этом часть своей энергии на пробивание пленки.

Металлизированные экраны в настоящее время стали широко применяться в мощных трубках для проектирования изображений на большой экран и в трубках с люминесцирующим экраном больших размеров, работающих с высокими анодными напряжениями. При низких анодных напряжениях применение алюминированных экранов нецелесообразно, так как слишком большая часть энергии электронов будет теряться на пробивание металлической пленки.

Изображение на экране всегда желательно иметь возможно более четким и достаточно контрастным. Это особенно важно для приемных телевизионных трубок. Однако имеется ряд причин, препятствующих получению необходимой контрастности изображений.

Прежде всего контрастность ухудшается за счет попадания на экран внешнего света, так как изображение обычно наблюдается не в совершенно темном помещении.

Значительное понижение контрастности и четкости изображений вызывается наличием так называемого ореола в виде светлого кольца, видимого на экране вокруг светящегося пятна. Иногда даже наблюдаются два кольца или больше. Происхождение такого ореола поясняет рис. 11-9. От пятна лучи идут в различных направлениях. Основная полезная часть их проходит сквозь стекло баллона наружу, а лучи, идущие под более значительными углами падения к внешней поверхности стекла, испытывают полное внутреннее отражение, возвращаются к люминесцирующему слою и рассеиваются на нем, образуя первое кольцо ореола. Некоторая часть этих лучей снова испытывает полное внутреннее отражение и точно таким же образом создает второе кольцо ореола, светящееся более слабо, и т. д.

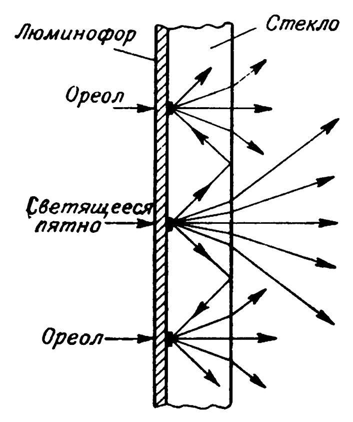


Рис. 11-9. Образование ореола вокруг светящегося пятна на экране трубки.

Заметное снижение контрастности происходит за счет зеркального отражения лучей света от стенок конической части трубки (рис. 11-10,*а*). Графитовый слой значительно уменьшает это явление. Для резкого уменьшения засветки экрана от такого отражения коническую часть трубки делают специальной формы, показанной на рис. 11-10,*б* и *в*. Полное устранение рассмотренного явления достигается при алюминированном экране, так как слой алюминия не пропускает световые лучи внутрь колбы.

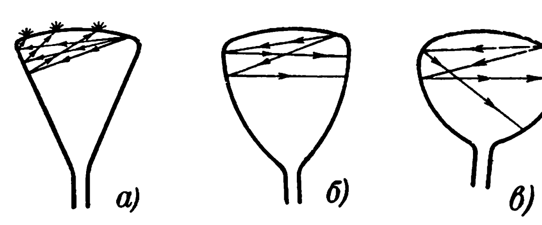


Рис. 11-10. Влияние формы баллона трубки на отражение световых лучей, идущих от пятна на экране.

Наконец, за счет кривизны экрана происходит непосредственное освещение всего экрана лучами от светящегося пятна (рис. 11-11). Плоский экран этим недостатком не обладает, но из-за большой силы внешнего атмосферного давления на стекло экрана его приходится делать выпуклым, особенно при больших размерах. В случае алюминированного экрана такая его засветка, очевидно, отсутствует.

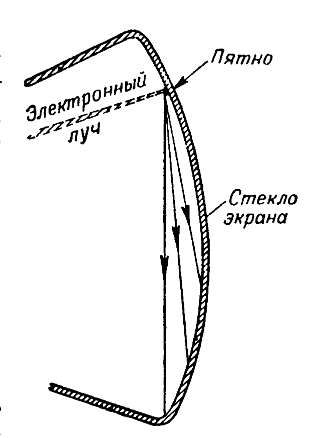


Рис. 11-11. Засветка экрана сферической формы лучами от светящегося пятна.

Некоторую слабую люминесценцию экрана могут также вызвать рассеянные электроны, возникающие в трубке за счет вторичной, или электростатической, эмиссии из электродов.

11-6. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ОТКЛОНЕНИЕ ЛУЧА

Отклонение электронного луча, а следовательно, светящегося пятна на экране пропорционально напряжению на отклоняющих пластинах, причем коэффициент пропорциональности в данной зависимости называется **чувствительностью трубки**. Если обозначить, например, отклонение пятна по вертикали через y, а напряжение на пластинах Y через U_y, то можно написать:

$$y = S_y U_y, \tag{11-1}$$

где S_y — чувствительность трубки для пластин Y, т. е. для отклонения по вертикальной оси.

Подобно этому отклонение пятна по горизонтали x равно:

$$x = S_x U_x, \tag{11-2}$$

где S_x — чувствительность трубки для пластин X и U_x — напряжение на пластинах X.

Таким образом, чувствительность электростатической трубки есть отношение отклонения светящегося пятна на экране к соответствующему отклоняющему напряжению:

$$S_x = \frac{x}{U_x} \text{ и } S_y = \frac{y}{U_y}. \tag{11-3}$$

Иначе говоря, чувствительность есть отклонение светящегося пятна на 1 *в* отклоняющего напряжения. Принято выражать чувствительность в миллиметрах на вольт (*мм/в*). Иногда в литературе под чувствительностью понимают величину, обратную S_x или S_y.

Формулы, определяющие чувствительность трубки, не следует понимать в том смысле, что чувствительность обратно пропорциональна отклоняющему напряжению. Если увеличить, скажем, в 2 раза U_y, то во столько же раз возрастет y, а величина S_y останется без изменения. Следовательно, S_y не зависит от U_y подобно тому, как, например, сопротивление реостата, определяемое по формуле $R = \frac{U}{I}$, не зависит от тока.

У современных электростатических трубок чувствительность обычно имеет величину в пределах 0,1—1 *мм/в*, т. е. составляет десятые доли миллиметра на вольт.

Величина чувствительности зависит от режима работы и некоторых геометрических размеров трубки в соответствии со следующей формулой:

$$S_y = \frac{l_{пл} l}{2dU_а}. \qquad (11\text{-}4)$$

где $l_{пл}$ — длина отклоняющих пластин; l — расстояние от середины пластин до экрана: d — расстояние между пластинами (рис. 11-12) и $U_а$ — напряжение главного анода.

Подобная же формула может быть написана и для S_x.

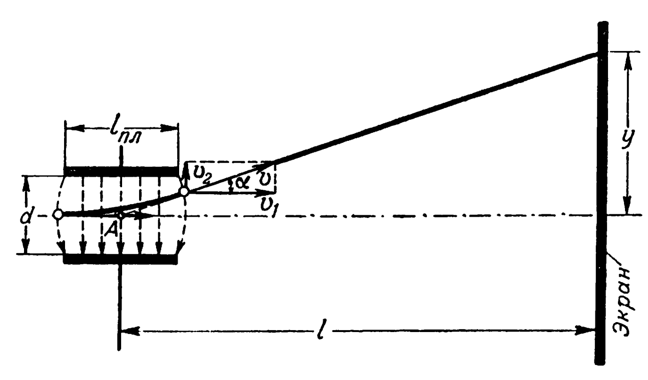


Рис. 11-12. Электростатическое отклонение электронного луча.

Зависимость чувствительности от всех величин, входящих в данную формулу, нетрудно объяснить. С увеличением $l_{пл}$ электрон дольше летит в отклоняющем поле и поэтому получает большее отклонение. А при одном и том же угловом отклонении смещение светящегося пятна на экране возрастает с увеличением расстояния l. Если же раздвинуть пластины, т. е. увеличить d, то напряженность поля уменьшится и это вызовет уменьшение отклонения. Увеличение напряжения главного анода $U_а$ также приводит к уменьшению отклонения, поскольку при этом возрастает скорость, с которой электроны пролетают поле между пластинами.

Рассмотренную формулу можно вывести на основании следующих соображений. Пусть электрон влетает в поперечное поле со скоростью v_1 (рис. 11-12), которая определяется напряжением главного анода $U_а$ по формуле

$$v_1 = \sqrt{2\frac{e}{m}U_а}, \qquad (11\text{-}5)$$

где e и m — заряд и масса электрона.

Двигаясь в поле по параболе, электрон в точке выхода из поля имеет скорость v, направленную под углом α к первоначальной скорости v_1. От этого угла α зависит смещение пятна на экране. Электрон летит к экрану со скоростью v по прямой линии. Продолжив эту линию до пересечения с линией движения электрона, которую он имел бы при отсутствии поля, получим точку A. Расстояние от этой точки до экрана обозначим l*.

Тогда смещение пятна на экране равно:

$$y = l \operatorname{tg} \alpha. \qquad (11\text{-}6)$$

Если разложить скорость v на две составляющие скорости: v_1 и v_2, из которых v_2 обусловлена действием поля, то очевидно, что

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_2}{v_1}. \qquad (11\text{-}7)$$

Но v_2 есть конечная скорость ускоренного движения электрона под действием силы поля F. Величина ускорения a по законам механики выражается формулой

$$a = \frac{E}{m} = \frac{eE}{m}, \qquad (11\text{-}8)$$

где E — напряженность поля, равная $\frac{U_y}{d}$.

---

* Можно доказать, что точка A соответствует середине длины пластин $l_{пл}$, но так как l во много раз больше, чем $l_{пл}$, то это не имеет особого значения.

Следовательно, можно написать:

$$a = \frac{eU_y}{md}. \tag{11-9}$$

Скорость v_2 связана с ускорением формулой

$$v_2 = at, \tag{11-10}$$

где t — время пролета электрона в поле между пластинами.

Это время можно определить через скорость v_1 как

$$t = \frac{l_{\text{пл}}}{v_1}. \tag{11-11}$$

Подставив в формулу для v_2 значения a и t, получим:

$$v_2 = \frac{eU_y l_{\text{пл}}}{mdv_1}. \tag{11-12}$$

Если теперь заменить v_1 по формуле (11-5) и выразить $\operatorname{tg} \alpha$ через найденные значения v_2 и v_1, то окончательно для смещения y можно написать формулу

$$y = \frac{l\, l_{\text{пл}}}{2dU_{\text{а}}} U_y. \tag{11-13}$$

Из нее следует и написанная выше формула (11-4) для чувствительности.

Рассмотрим с помощью формулы (11-4) возможность повышения чувствительности. Увеличение расстояния l имеет свои пределы, так как чрезмерно длинная трубка неудобна в эксплуатации. Если же увеличить длину пластин $l_{\text{пл}}$ или уменьшить расстояние между ними d, то

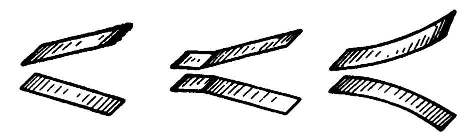


Рис. 11-13. Различные формы отклоняющих пластин.

нельзя получить значительные отклонения, так как луч будет попадать на пластины. Чтобы этого не произошло, пластинам придают форму, изображенную на рис. 11-13. Некоторое увеличение чувствительности можно получить, понижая анодное напряжение $U_{\text{а}}$. Однако это связано с уменьшением яркости свечения экрана, что во многих случаях недопустимо, особенно при большой скорости дви-

жения луча по экрану. Вследствие всех этих обстоятельств чувствительность трубок практически не бывает выше 1 *мм/в*.

Следует отметить, что при понижении анодного напряжения ухудшается также фокусировка. При более высоком U_a электроны движутся с бо́льшими скоростями и электронные траектории располагаются ближе к оси трубки. Меньше сказывается и взаимное отталкивание между электронами луча. Электронные траектории, близкие к оси трубки, называются параксиальными. Они обеспечивают не только лучшую фокусировку, но и меньшие искажения изображений на экране.

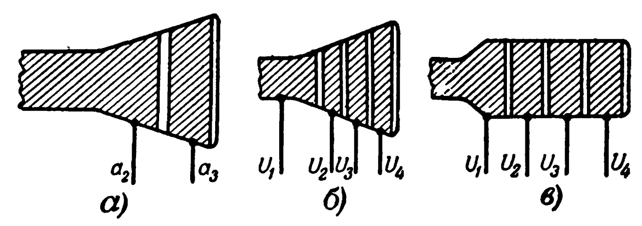


Рис. 11-14. Дополнительные аноды в трубках для послеускорения.

Уменьшение яркости свечения при понижении анодного напряжения U_a можно в некоторой степени компенсировать применением так называемого послеускорения. В трубках с послеускорением электронный прожектор сообщает электронам скорость не более 1—1,5 *кв*. С такой скоростью они проходят отклоняющие пластины, а затем попадают в ускоряющее поле, созданное третьим анодом, напряжение на котором в несколько раз больше, чем на втором аноде.

Третий анод обычно представляет собой графитовый слой, расположенный на конусной части трубки перед экраном и отделенный от остального графитового слоя, соединенного со вторым анодом (рис. 11-14,*а*). Поле между этими двумя слоями образует линзу, которая ускоряет электроны, но и вместе с тем отчасти искривляет их траектории. Вследствие этого чувствительность несколько снижается и возникают некоторые искажения в изображениях на экране. Эти недостатки в значительной степени устраняются в трубках с многократным послеускорением. В них вместо третьего анода имеется несколько проводящих колец, к которым подводятся постепенно возрастающие на-

пряжения (рис. 11-14,*б*). У трубок с послеускорением вместо конусной части иногда делают расширенную цилиндрическую часть (рис. 11-14,*в*).

Для уменьшения паразитной емкости между пластинами $П_X$ и $П_Y$ выводы от них иногда делают непосредственно через стекло баллона и между пластинами ставят экран, имеющий нулевой потенциал, т. е. соединенный с главным анодом и землей. По той же причине не принято обе пары пластин ставить в одном месте трубки. Вследствие того что расстояние до экрана для пластин $П_X$ и $П_Y$ неодинаково, чувствительности по осям X и Y также несколько отличаются друг от друга.

Если отклоняющее напряжение изменяется с очень высокой частотой, то в изображениях, получаемых на экране, возникают значительные искажения. Они объясняются прежде всего тем, что время пролета электронов в поле отклоняющих пластин становится соизмеримым с периодом колебаний отклоняющего напряжения. За это время напряжение на пластинах успевает заметно измениться и даже может изменить свой знак. Для уменьшения таких искажений отклоняющие пластины делают более короткими и применяют возможно более высокие ускоряющие напряжения. С повышением частоты, кроме того, все больше и больше вредно сказывается собственная емкость отклоняющих пластин.

В настоящее время для осциллографирования на сверхвысоких частотах применяются специальные трубки, в которых вместо обычных отклоняющих пластин установлены более сложные системы.

11-7. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ТРУБКИ

Из всех многообразных применений электронно-лучевых трубок в радиоэлектронной измерительной технике, телевидении, радиолокации и других областях мы рассмотрим здесь лишь простейшие случаи использования трубки для измерения напряжений и частоты, а также для получения осциллограмм переменных напряжений.

Если подвести к одной паре отклоняющих пластин переменное напряжение, то электронный луч будет совершать колебание и на экране будет видна светящаяся черточка (рис. 11-15,*а*). Ее длина h пропорциональна двойной амплитуде подведенного напряжения $2U_m$. Зная чувствительность трубки для данной пары пластин и измерив h, можно определить U_m по формуле

$$U_m = \frac{h}{2S}. \qquad (11\text{-}14)$$

Например, если $S_y = 0,4$ *мм/в*, а $h = 20$ *мм*, то

$$U_m = \frac{20}{2 \cdot 0,4} = 25 \text{ в.}$$

В случае, если чувствительность трубки неизвестна, ее можно легко измерить. Нужно подвести к пластинам известное по величине переменное напряжение и измерить получающуюся при этом длину светящейся черточки. Известное напряжение можно подвести от сети и измерить с помощью какого-либо достаточно точного вольтметра. При этом надо помнить, что вольтметр покажет действующее значение напряжения, которое надо будет пересчитать в амплитудное, умножив его на 1,4.

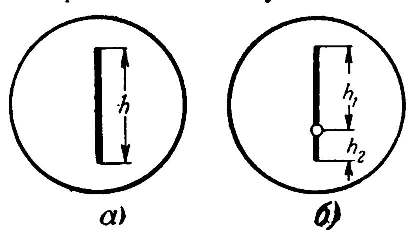


Рис. 11-15. Светящаяся черточка на экране при подаче переменного напряжения на отклоняющие пластины.

Как видно, трубку можно использовать в качестве амплитудного вольтметра. Достоинствами такого измерительного устройства являются его большое входное сопротивление и возможность измерений на весьма высоких частотах. Верхний предел по частоте обусловлен наличием емкости у отклоняющих пластин, так как с повышением частоты сопротивление этой емкости падает.

Интересно отметить, что описанный метод позволяет измерять амплитудные (пиковые) значения несинусоидальных напряжений, а также значения амплитуд положительной и отрицательной полуволн переменного напряжения в случае, если они не равны друг другу. Для этого следует замерить положение светящегося пятна на экране при отсутствии измеряемого напряжения. Затем это напряжение подается и измеряются расстояния от начального положения пятна до концов светящейся черточки h_1 и h_2 (рис. 11-15,*б*). Тогда амплитуды полуволн напряжения будут равны:

$$U_{m1} = \frac{h_1}{S} \text{ и } U_{m2} = \frac{h_2}{S}. \qquad (11\text{-}15)$$

Измерение частоты с помощью электронно-лучевой трубки производится методом сравнения. На одну пару пластин подают напряжение известной (эталонной) частоты $f_э$, например от градуированного генератора, а на другую пару — напряжение измеряемой частоты f. Тогда на экране будут наблюдаться светящиеся фигуры, изменяющие свою форму в зависимости от соотношения частот. При некоторых соотношениях эти фигуры, называемые **фигурами Лиссажу**, будут неподвижными и по ним можно определить отношение $f/f_э$. Чтобы получить неподвижные фигуры, надо подобрать частоту $f_э$.

Несколько фигур для различных отношений частот f_x и f_y напряжений на пластинах X и Y показано на рис. 11-16. Если частоты равны, то получается фигура в виде эллипса, у которого размеры осей и их наклон зависят от сдвига фаз φ между напряжениями и величинами их амплитуд. В частности, при $\varphi = 0$ или $\varphi = 180°$ эллипс

превращается в наклонную прямую, а в случае, когда $\varphi=90°$ и амплитуды напряжений U_x и U_y обратно пропорциональны чувствительностям S_x и S_y, получается окружность. Фигура в виде восьмерки или дуги соответствует отношению частот 2 : 1 или 1 : 2, так как за время одного колебания в одном направлении происходят два колебания в другом направлении. Показанные на рис. 11-16 различные фигуры

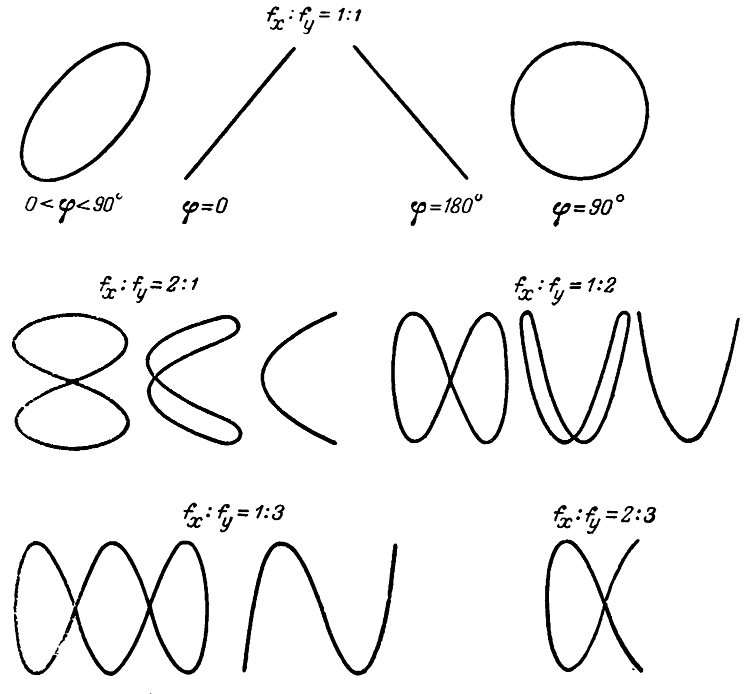


Рис. 11-16. Фигуры Лиссажу при различных соотношениях частот и различных фазовых соотношениях.

для одних и тех же соотношений частот соответствуют различным фазовым соотношениям между напряжениями[1].

Для определения отношения частот при наблюдении какой-либо фигуры Лиссажу надо подсчитать, какое количество колебаний будет совершено в горизонтальном и вертикальном направлениях, если обойти всю фигуру, начав с какой-либо точки и вернувшись в эту же точку. Можно также подсчитать число точек пересечения фигуры с вертикальной и горизонтальной линиями (рис. 11-17). Отношение этих чисел равно отношению частот $f_x : f_y$.

---

[1] При разных частотах нельзя говорить о каком-либо определенном сдвиге фаз, так как он является переменным. Можно указать лишь сдвиг фаз для данного момента времени.

При отношении частот порядка 10:1 и более фигуры Лиссажу трудно рассмотреть. Поэтому если нет возможности производить измерение частоты при небольших соотношениях, то следует применять другие способы. Один из них состоит в том, что на пластины X и Y подают напряжения известной частоты $f_э$, сдвинутые по фазе на 90°. Их можно получить, например, с помощью цепочки RC, изображенной на рис. 11-18,*а*. Такие напряжения создают так называемую круговую развертку, т. е. на экране будет виден эллипс или — при соответствующем подборе амплитуд напряжений — окружность. Если теперь подвести напряжение измеряемой частоты f, равной или большей $f_э$, к управляющему электроду, то при кратном соотношении частот сплошная линия окружности превратится в штриховую (рис. 11-18,*б*). Это объясняется тем, что при отрицательных полуволнах напряжения на управляющем электроде трубка запирается или во всяком случае дает уменьшение яркости свечения на экране. Число штрихов равно отношению $f/f_э$.

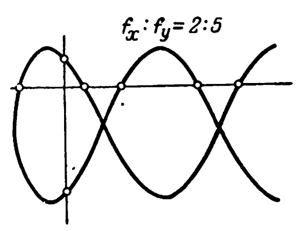


Рис. 11-17. Подсчет соотношения частот по фигуре Лиссажу.

Можно подать напряжение измеряемой частоты не на управляющий электрод, а на второй анод. Тогда с частотой f будет изменяться чувствительность трубки и окружность превратится в волнистую (зубчатую) линию, показанную на рис. 11-18,*в*. Число зубцов также будет равно отношению частот.

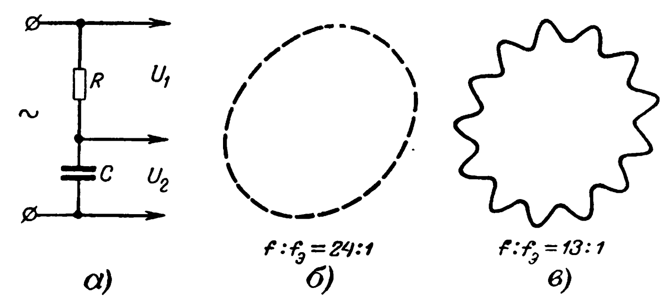


Рис. 11-18. Измерение частоты с помощью круговой развертки.

Особенно большой интерес представляет наблюдение осциллограмм переменных напряжений, т. е. светящихся временны́х графиков изменения напряжения. Для этой цели к пластинам Y подводят исследуемое напряжение, а к пластинам X — так называемое напряжение развертки $U_{разв}$, имеющее пилообразную форму (рис. 11-19). Получение такого напряжения с помощью простейшего тиратронного генератора было рассмотрено в § 10-9. Напряжение развертки пилообразной формы осуществляет временну́ю или линейную развертку. Под влиянием этого напряжения в течение времени t_1, когда напряжение равномерно растет, электронный луч,

а с ним и пятнышко на экране равномерно движутся по горизонтали в одном направлении, например слева направо. Это движение называют прямым или рабочим ходом. При резком уменьшении напряжения в течение времени t_2 луч и пятно на экране делают быстрый обратный ход. Все это повторяется с частотой напряжения развертки.

Когда исследуемое напряжение отсутствует, на экране, очевидно, будет видна горизонтальная светящаяся черточка, играющая роль оси

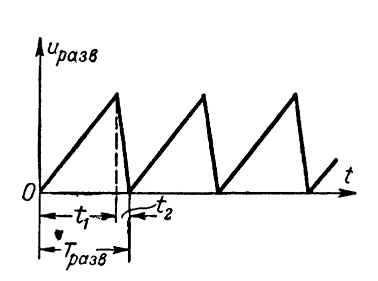


Рис. 11-19. Пилообразное напряжение для линейной развертки.

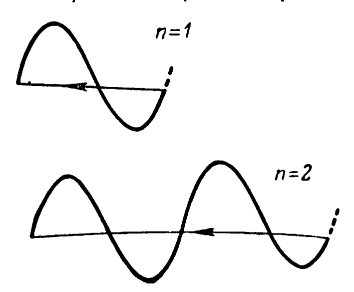


Рис. 11-20. Осциллограммы синусоидального переменного напряжения.

времени. Если же подать исследуемое напряжение на пластины Y, то пятно на экране будет одновременно совершать колебание по вертикали и повторяющееся равномерное движение с обратным ходом по горизонтали. В результате на экране наблюдается светящаяся кривая исследуемого напряжения (рис. 11-20), т. е. получается развертка во времени исследуемого переменного напряжения. На рис. 11-20 показаны осциллограммы синусоидального напряжения, но, конечно, можно наблюдать напряжения любой формы.

Чтобы кривая на экране была неподвижной, период развертывающего пилообразного напряжения $T_{разв}$ должен быть равен периоду исследуемого напряжения T или в целое число раз больше:

$$T_{разв} = nT, \qquad (11\text{-}16)$$

где n — целое число (1, 2, 3 и т. д.).

Соответственно этому частота развертки $f_{разв}$ должна быть в целое число раз n меньше частоты исследуемого процесса:

$$f_{разв} = \frac{f}{n}. \qquad (11\text{-}17)$$

Тогда за время $T_{разв}$ пройдет целое число колебаний исследуемого напряжения и в конце обратного хода пятно на экране окажется в том самом месте, откуда оно начало двигаться во время прямого хода. На рис. 11-20 показаны наблюдаемые на экране осциллограммы для случаев, когда $n=1$ или $T_{разв}=T$ и $n=2$, т. е. $T_{разв}=2T$. Время обратного хода t_2 желательно иметь возможно меньшим, так как за счет него некоторая часть кривой не воспроизводится на экране, как это показано на рис. 11-20. Кроме того, чем меньше t_2, тем быстрее совершается обратный ход луча и тем слабее виден он на экране.

Нежелательно наблюдать осциллограммы при $n=1$, поскольку

в этом случае за счет обратного хода не видно полностью одно целое колебание. Следует установить n не менее 2. Подбор желаемой величины n производится изменением частоты развертки путем регулировки в генераторе развертки постоянной времени RC, от которой зависит процесс заряда или разряда конденсатора, определяющий период пилообразного напряжения (см. § 10-9). Если n не будет целым числом, то осциллограмма на экране не остается неподвижной и, кроме того, вместо одной кривой может наблюдаться их несколько, что, конечно, неудобно. Например, на рис. 11-21 показаны осциллограммы синусоидального напряжения при $n=1/2$ и $n=3/4$. Для упрощения в этих случаях предположено, что время обратного хода $t_2=0$.

Подобранное целое число n обычно сохраняется лишь на короткое время, так как генератор развертки имеет нестабильную частоту, да и частота самого исследуемого напряжения также может изменяться. Для сохранения выбранного целого значения n, обеспечивающего получение неподвижной осциллограммы в течение любого длительного времени, применяют синхронизацию генератора развертки исследуемым напряжением. Принцип подобной синхронизации был рассмотрен в § 10-9.

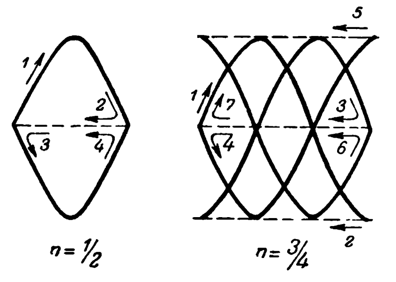


Рис. 11-21. Осциллограммы переменного синусоидального напряжения при дробном соотношении частот.

При наблюдении осциллограмм различных напряжений следует иметь в виду, что эти напряжения обычно подаются на отклоняющие пластины трубки через конденсаторы (см. рис. 11-3). Поэтому на пластины не попадает постоянная составляющая исследуемого напряжения, т. е. практически всегда наблюдается осциллограмма лишь переменной составляющей. Ось времени (нулевая ось) этой составляющей представляет собой ту горизонтальную линию развертки, которая остается на экране, если прекратить подачу исследуемого напряжения. Для получения на экране истинного положения относительно такой нулевой оси осциллограммы напряжения, содержащего постоянную составляющую, его необходимо подавать на пластины непосредственно, а не через емкости. Практически надо разорвать провод, идущий к одной из пластин, и ввести исследуемое напряжение в этот разрыв.

Иногда бывает нужно наблюдать осциллограмму тока. Тогда в цепь исследуемого тока включают некоторое сопротивление R. Напряжение на нем пропорционально исследуемому току, и его подводят к пластинам Y. Если чувствительность трубки известна, то можно определить величину напряжения. Разделив ее на сопротивление, находят величину тока. Чтобы ток заметно не изменялся от включения сопротивления R, последнее должно быть много меньшим, чем сопротивление остальной части цепи, в которой протекает исследуемый ток. Но тогда R может оказаться настолько малым, что напряжение на нем будет недостаточным для заметного отклонения пятна на экране. В таком случае, как и вообще всегда, когда исследуемое напряжение мало, приходится его подавать через усилитель с известным коэффициентом усиления.

11-8. ИСКАЖЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ТРУБКАХ

В электростатических трубках искажения осциллограмм наблюдаются главным образом при несимметричном включении отклоняющих пластин, т. е. когда одна пластина из каждой пары соединена с анодом (см. рис. 11-3). Пусть, например, при таком включении на пластины Y подано переменное напряжение с амплитудой U_m. Тогда на одной пластине потенциал всегда будет равен нулю относительно земли и $+U_а$ относительно катода, а на другой пластине он меняется от $+U_m$ до $-U_m$ относительно земли или от $U_а+U_m$ до $U_а-U_m$ относительно катода (рис. 11-22, *а*). Соответственно изменяются и потенциалы различных точек в пространстве между пласти-

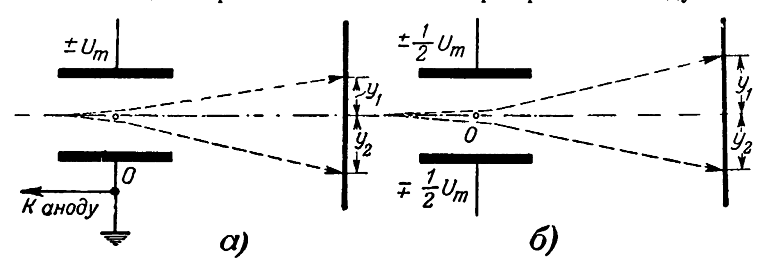


Рис. 11-22. Отклонение электронного луча при несимметричном (*а*) и симметричном (*б*) включениях отклоняющих пластин.

нами. При положительной полуволне исследуемого напряжения электроны пролетают точки с потенциалами более высокими, чем $U_а$. За счет этого скорость их увеличивается, а чувствительность трубки уменьшается. Наоборот, при отрицательной полуволне электроны уменьшают свою скорость, так как потенциалы точек между пластинами будут ниже $U_а$. Это приведет к увеличению чувствительности трубки. В результате отклонения на экране y_1 при положительной полуволне будет меньше, чем отклонение y_2 при отрицательной полуволне. Осциллограмма синусоидального напряжения станет несинусоидальной, т. е. возникнут нелинейные искажения.

При симметричном включении ни одна из отклоняющих пластин не соединяется с главным анодом и точкой нулевого потенциала всегда является средняя точка в пространстве между пластинами (рис. 11-22, *б*). Потенциалы пластин в любой момент одинаковы по абсолютной величине и противоположны по знаку. На одной пластине потенциал относительно земли принимает крайние значения $\pm\frac{1}{2}U_m$, а на другой пластине — соответственно $\mp\frac{1}{2}U_m$. Отклонение электронного луча к любой из пластин, имеющей положительный потенциал, происходит в одинаковых условиях, и поэтому $y_1=y_2$.

Подобно этому несимметричное включение пластин X будет создавать некоторую нелинейность временной развертки, несмотря на то, что само пилообразное напряжение, осуществляющее развертку, может иметь хорошую линейность.

Симметричное включение отклоняющих пластин может быть сделано по различным схемам. На рис. 11-23 показан один из вариантов, в котором постоянное напряжение для начальной установки пятна снимается со сдвоенных потенциометров R_6 и R'_6 Они включены таким образом, что при одновременном вращении их ползунков с помощью одной ручки потенциалы отклоняющих пластин изменяются на одну и ту же величину, но имеют разные знаки.

При симметричном включении пластин, помимо устранения нелинейных искажений, уменьшаются также и другие неприятные явления.

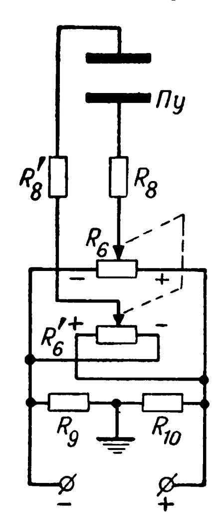


Рис. 11-23. Одна из возможных схем симметричного включения отклоняющих пластин.

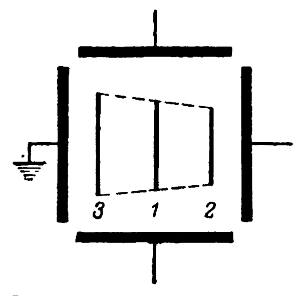


Рис. 11-24. Трапециевидные искажения в электронно-лучевой трубке.

Так, например, если в центре экрана получена наилучшая фокусировка, то она ухудшается при смещении пятна к краю экрана. Такая расфокусировка значительно сильнее при несимметричном включении.

Несимметричное включение пластин, более удаленных от прожектора, создает еще так называемые **трапециевидные искажения**. Они возникают вследствие наличия поля на пути электронов от одной пары пластин к другой. Пусть, например, на ближайшие к прожектору пластины *Y*, включенные любым образом (симметрично или несимметрично), подано переменное напряжение, а на пластинах *X*, включенных несимметрично, напряжение равно нулю. Тогда на экране будет видна вертикальная светящаяся черточка *1* (рис. 11-24).

Если подать на незаземленную пластину *X* положительный потенциал, то черточка сместится в сторону этой пластины (*2* на рис. 11-24), но станет несколько меньшей. Это объясняется тем, что теперь между положительно заряженной пластиной *X* и пластинами *Y* образовалось дополнительное ускоряющее поле, которое будет несколько искривлять траекторию электронов и уменьшит их отклонение от оси трубки, вызванное напряжением на пластинах *Y*.

Наоборот, при отрицательном потенциале незаземленной пластины *X* на электроны, вылетевшие из пластин *Y*, действует дополнительное тормозящее поле, которое несколько увеличит их отклонение от оси, и черточка на экране станет большей (*3* на рис. 11-24). Как

видно, наблюдающиеся в рассмотренных случаях светящиеся черточки образуют фигуру в виде трапеции, что и объясняет название данного типа искажений.

Для уменьшения трапециевидных искажений иногда устанавливают экраны между пластинами X и Y и делают более удаленные от прожектора пластины специальной формы. Однако наиболее желательно симметричное включение пластин, так как оно уменьшает также рассмотренные выше другие виды искажений.

11-9. МАГНИТНЫЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ

Электронно-лучевые трубки с магнитной фокусировкой и магнитным отклонением получили большое распространение, главным образом в качестве приемных телевизионных трубок (кинескопов). Так как фокусирующая и отклоняющая системы в виде катушек находятся снаружи трубки, то устройство магнитных трубок оказывается значительно проще, нежели электростатических. На рис. 11-25 показаны схематически устройство магнитной электронно-лучевой трубки и ее изображение на схемах.

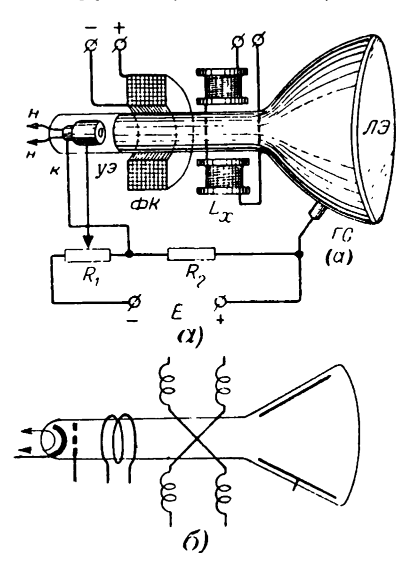


Рис. 11-25. Принцип устройства магнитной трубки (*а*) и ее изображение на схемах (*б*).

Электронный прожектор имеет катод и управляющий электрод такие же, как в электростатической трубке, и анод в виде диска с отверстием или металлического цилиндра, соединенного с графитовым слоем на внутренней поверхности баллона. Часто анодом является только один графитовый слой, как это показано на рис. 11-25,*а*. В некоторых трубках между анодом и управляющим электродом помещается еще экранирующий ускоряющий электрод, на который дается постоянное положительное напряжение порядка нескольких сотен вольт. Питание прожектора осуществляется так же, как и в электростатической трубке, но только не требуется регулировки анодного напряжения для целей фокусировки.

Вылетающий из прожектора расходящийся поток электронов попадает в магнитное поле фокусирующей катушки *ФК* (на рис. 11-25,*а* она показана в разрезе). Эта катушка питается постоянным током, величину которого можно регулировать, для того чтобы получить хорошую фокусировку.

Рассмотрим более подробно магнитную фокусировку. Принято различать два способа такой фокусировки: длинной катушкой и короткой катушкой. Первый способ состоит в том, что поток электронов проходит сквозь равномерное магнитное поле внутри сравнительно длинной катушки (рис. 11-26,*а*).

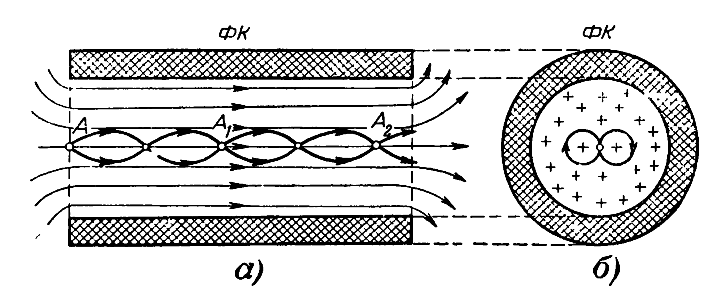


Рис. 11-26. Магнитная фокусировка электронного луча с помощью длинной катушки.

В § 2-3 было показано, что в подобном случае электронные траектории являются винтовыми линиями. Вследствие значительной длины поля они могут иметь несколько оборотов. Если электроны выходят из некоторой точки *А*, находящейся в магнитном поле на оси катушки, то после каждого оборота их винтовой траектории они снова пересекут ось, т. е. будут фокусироваться в точках A_1, A_2 и т. д. В этом можно убедиться, если рассмотреть проекции траекторий на плоскость, проходящую через точку *А* перпендикулярно оси катушки (рис. 11-26,*б*). Эти проекции являются окружностями, выходящими из точки *А* и возвращающимися в эту же точку. На рис. 11-26 показаны для упрощения траектории только двух электронов.

Фокусировка длинной катушкой или, как ее иначе называют, **длинной магнитной линзой** встречается в некоторых специальных приборах, а в электронно-лучевых трубках применяются исключительно **короткие**

магнитные линзы в виде неравномерного магнитного поля, образованного короткой катушкой (рис. 11-27).

Движение электронов в таком поле очень сложно, и поэтому мы рассмотрим его лишь весьма приближенно. Разделим поле на две половины (*I* и *II* на рис. 11-27) плоскостью, проходящей через центр катушки. По обе стороны от этой плоскости вдоль оси катушки напряженность магнитного поля H убывает. Когда в первую половину поля входит расходящийся поток электронов, вылетевших из точки A, то их траектории начинают искривляться. Если бы поле было равномерным, то траектории представляли

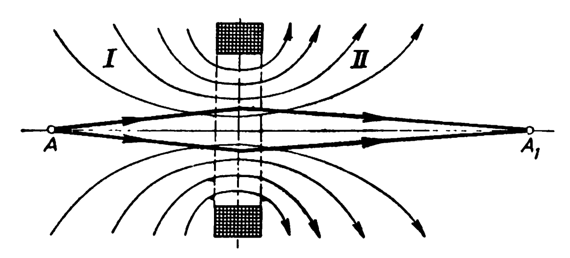


Рис. 11-27. Магнитная фокусировка электронного луча с помощью короткой катушки.

бы собой винтовые линии, но вследствие неравномерности поля они являются более сложными пространственными кривыми.

При движении электронов в первой половине поля напряженность H возрастает и поэтому радиус кривизны траекторий уменьшается, т. е. искривление траекторий усиливается и становится наибольшим на границе *I* и *II* областей. Дальнейшее движение электронов происходит в поле с убывающей напряженностью. Радиус кривизны при этом увеличивается, т. е. искривление траекторий уменьшается. Когда электроны практически выйдут за пределы поля, они будут продолжать свой путь уже по прямым линиям, которые пересекают ось трубки в некоторой точке A_1*.

Таким образом, в пределах поля электроны летят по сложным пространственным кривым, которые можно назвать «винтовыми» линиями с переменным радиусом. Сначала радиус кривизны уменьшается, а затем увеличи-

* В литературе иногда встречаются рисунки, на которых показано, что за пределами поля электроны продолжают движение по криволинейным («винтовым») траекториям, но это является грубой ошибкой

вается. При этом, так как скорость электронов велика, а протяженность поля незначительна, электроны обычно не успевают сделать даже одного полного оборота. Их криволинейная траектория является лишь небольшой частью одного оборота «винтовой» линии.

Для усиления действия фокусирующей катушки ее поле необходимо сжать вдоль оси. С этой целью катушку помещают в экран или панцирь из мягкой стали (рис. 11-28). Тогда поле значительно сжимается и напряженность его в центре увеличивается, особенно в случае экрана с узкой щелью.

Число ампер-витков Iw фокусирующей катушки без стального экрана приближенно определяется по формуле

$$Iw \approx 240 \sqrt{\frac{d}{l} U_а}, \tag{11-18}$$

где d — средний диаметр катушки; l — расстояние от катушки до люминесцирующего экрана и $U_а$ — напряжение анода, *кв*.

Обычно необходимое число ампер-витков составляет несколько сотен. Найдем, например, число витков фокусирующей катушки при токе $I = 100$ *ма* $= 0{,}1$ *а*, если $d = 6$ *см*, $l = 18$ *см* и $U_а = 3$ *кв*:

$$Iw \approx 240 \sqrt{\frac{6 \cdot 3}{18}} = 240 \text{ а-вит.}$$

Отсюда $w = \frac{240}{0{,}1} = 2\,400$ витков.

При наличии стального экрана, конечно, требуется меньше ампер-витков. Практически правильная фокусировка достигается регулировкой тока в катушке с помощью реостата. Следует отметить, что направление тока в фокусирующей катушке не играет роли.

Вместо фокусирующей катушки можно также применять постоянный магнит в виде кольца с регулировкой фокусировки перемещением магнита вдоль трубки или с помощью магнитного шунта, ответвляющего на себя часть магнитного потока.

Для магнитного отклонения электронного луча служат две пары отклоняющих катушек, расположенные под прямым углом друг к другу. На рис. 11-25,*а* для упрощения показана только одна пара катушек L_x, создающих поле с вертикальным направлением магнитных силовых линий. Это поле отклоняет луч по горизонтали. Другая

пара катушек L_y создает поле, направленное горизонтально, и отклоняет луч по вертикали.

Если считать приближенно, что поле, создаваемое каждой парой катушек, внутри трубки равномерно, то элек-

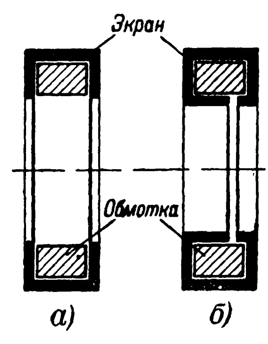


Рис. 11-28. Фокусирующие катушки в панцире из мягкой стали.

а — с широкой щелью, *б* — с узкой щелью.

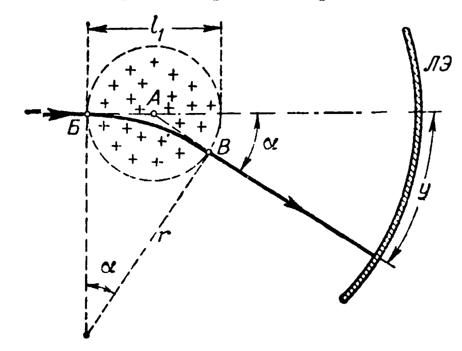


Рис. 11-29. Отклонение электронного луча в магнитном поле отклоняющих катушек.

троны, попадая в это поле перпендикулярно его силовым линиям, будут двигаться по дуге окружности (рис. 11-29), а выйдя из поля, — по прямой линии, касательной к дуге. Электронный луч получит угловое отклонение α, в результате которого светящееся пятно на люминесцирующем экране сместится на величину y.

Чувствительностью магнитной трубки принято называть отношение отклонения светящегося пятна на экране к числу ампер-витков, вызвавших это отклонение:

$$S_y = \frac{y}{I_y w_y}. \qquad (11\text{-}19)$$

Иногда вместо ампер-витков берут ток или напряженность поля. Величина чувствительности у современных трубок обычно не превышает нескольких десятых долей миллиметра на ампер-виток.

Определенная, как указано выше, чувствительность относится к трубке вместе с отклоняющей системой и зависит от конструкции самой трубки и отклоняющих катушек, а также от режима трубки. Эту зависимость можно написать в следующем виде:

$$S_y = \gamma \frac{l}{\sqrt{U_a}}, \qquad (11\text{-}20)$$

где l — расстояние от точки A до экрана, т. е. радиус экрана, а коэффициент γ, характеризующий конструкцию отклоняющих катушек, во многих случаях имеет значение порядка $0{,}1 - 0{,}2 \frac{в^{1/2}}{а\text{-}вит}$. Если, например, $\gamma = 0{,}15$; $l = 200$ *мм* и $U_а = 2\,500$ *в*, то $S_y = 0{,}15 \frac{200}{\sqrt{2\,500}} = 0{,}6$ *мм/а-вит.*

Формулу (11-20) можно получить на основании следующих соображений.

Экран обычно имеет сферическую поверхность, так как тогда он лучше может выдерживать наружное атмосферное давление, даже при небольших размерах. Плоский экран встречается лишь в сравнительно малых трубках. Если центр экрана находится в точке A (рис. 11-29), то можно написать:

$$y = l\alpha. \tag{11-21}$$

Внутри поля электроны движутся по дуге $БВ$, которая приближенно равна ширине поля l_1 и определяется через угол α и радиус r:

$$l_1 \approx r\alpha. \tag{11-22}$$

В § 2-3 было показано, что величина r определяется по формуле

$$r = \frac{mv}{eH}. \tag{11-23}$$

Тогда угол α будет равен:

$$\alpha \approx \frac{l_1}{r} = \frac{eH}{mv} l_1. \tag{11-24}$$

Заменяя скорость v по формуле

$$v \approx \sqrt{2 \frac{e}{m} U_а} \tag{11-25}$$

и подставляя значение α в формулу (11-21), получим:

$$y \approx \frac{l_1 l H}{\sqrt{2 \frac{m}{e} U_а}}. \tag{11-26}$$

Но напряженность поля пропорциональна числу ампер-витков:

$$H = k I_y w_y. \tag{11-27}$$

Поэтому можно написать:

$$y \approx \frac{k l_1 l I_y w_y}{\sqrt{2 \frac{m}{e} U_а}}. \tag{11-28}$$

Как видно, отклонение пятна на экране пропорционально ширине отклоняющих катушек, расстоянию от них до экрана и числу их ампер-витков. Кроме того, с увеличением анодного напряжения от-

клонение уменьшается, но не так сильно, как это было в электростатической трубке. Здесь U_a стоит в знаменателе под корнем, а не в первой степени, как в формуле (11-4).

Из выражения (11-28) вытекает формула для чувствительности

$$S_y = \frac{y}{I_y w_y} = \frac{k l_1}{\sqrt{2\frac{m}{e}}} \frac{l}{\sqrt{U_a}}. \qquad (11\text{-}29)$$

Величины k и l_1 для данной конструкции отклоняющей системы являются постоянными. Объединяя их с другими постоянными в один коэффициент γ, получим формулу (11-20).

На рис. 11-30 схематически показаны два способа расположения отклоняющих катушек около трубки. При первом способе (рис. 11-30,*а*) отклонение производит магнитное поле рассеяния, представляющее собой сравнительно небольшую часть полного магнитного потока, а при втором способе (рис. 11-30,*б*) для отклонения используется основной магнитный поток, так что чувствительность получается выше. Для усиления магнитного поля в отклоняющей системе применяют замкнутые сердечники из пластин мягкой стали или других ферромагнитных материалов. На рис. 11-31 изображены примерные конструкции таких катушек с сердечниками. Катушки по рис. 11-31,*а* расположены так, как на рис. 11-30,*а*, а катушки по рис. 11-31,*б* соответствуют случаю, показанному на рис. 11-30,*б*.

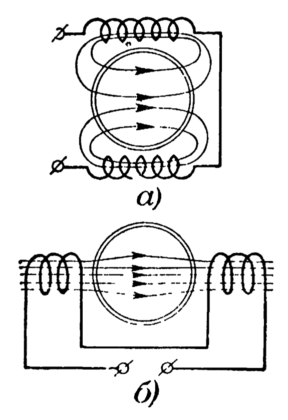
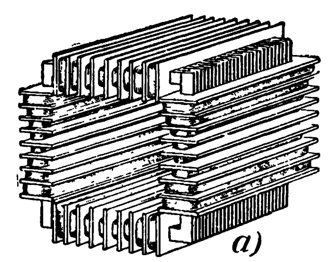


Рис. 11-30. Расположение отклоняющих катушек около трубки.

С целью уменьшения собственной емкости, которая вредно влияет на высоких частотах, отклоняющие катушки делают секционированными, как показано, например, на рис. 11-31,*а*. При высоких частотах отклоняющих токов сердечники обычно не применяются и катушки делаются особой формы, показанной на рис. 11-32. Они охватывают трубку и создают более равномерное поле. Особенно хорошие результаты получаются с катушками, имеющими так называемую распределенную или полураспределенную обмотку (рис. 11-32,*б*). Для уменьшения магнитного рассеивания такие воздушные катушки помещают в ферромагнитный экран.

В течение долгого времени магнитная фокусировка давала лучшие результаты, нежели электростатическая, и поэтому она имела исключительное применение в приемных телевизионных трубках (кинескопах). Однако сейчас электростатическая фокусировка по качеству не усту-



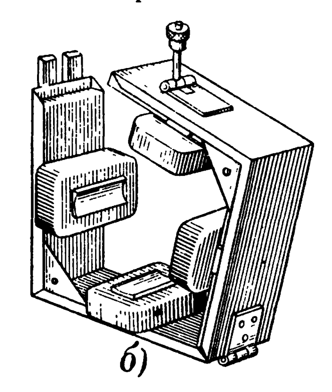


Рис. 11-31. Конструкции отклоняющих катушек со стальным сердечником.

а — секционированная обмотка; *б* — сосредоточенная обмотка на разъемном сердечнике.

пает магнитной. Достоинством электростатической фокусировки является экономичность, так как отпадает затрата медного провода на изготовление фокусирующей катушки и не требуется расхода мощности на создание тока в этой катушке. А недостатки магнитного отклонения

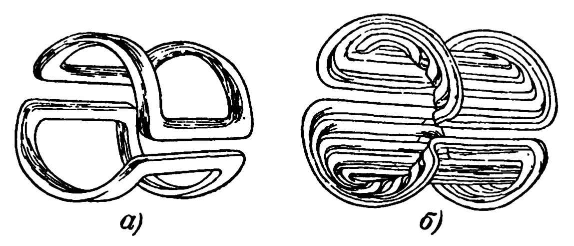


Рис. 11-32. Конструкции отклоняющих катушек без сердечника.

а — сосредоточенная обмотка; *б* — полураспределенная обмотка с отогнутыми краями.

заключаются в том, что нужен провод для отклоняющих катушек и что источники, питающие эти катушки, должны иметь относительно большую мощность. Вместе с тем магнитное отклонение позволяет упростить конструкцию самой трубки и дает возможность отклонять луч на очень

большие углы (до 110—120°), что невозможно при электростатическом отклонении. Это в свою очередь приводит к значительному уменьшению длины трубок даже при больших размерах экрана.

11-10. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ ТРУБОК

Электронно-лучевые трубки имеют условные обозначения, начинающиеся с числа, которое указывает диаметр или диагональ экрана в сантиметрах. Затем ставятся две буквы: ЛО — для осциллографических и приемных телевизионных трубок (кинескопов) с электростатическим отклонением луча, ЛМ — для осциллографических трубок с магнитным отклонением и ЛК — для кинескопов с магнитным отклонением. Следующим элементом обозначения является число, служащее для отличия друг от друга разных трубок, у которых остальные элементы обозначения одинаковы. У некоторых трубок в конце обозначения ставится еще буква для указания типа люминесцирующего экрана, например буква *Б* указывает на белое свечение.

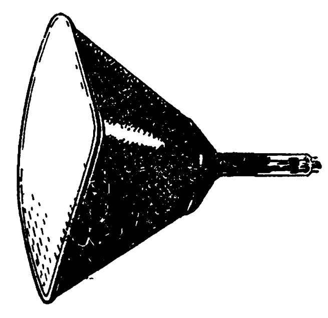


Рис. 11-33. Внешний вид кинескопа с металло-стеклянным баллоном и прямоугольным экраном.

В электронных осциллографах широкого применения используются исключительно трубки с электростатической фокусировкой и электростатическим отклонением. Они также применяются и в индикаторных устройствах радиолокационных станций. Наиболее распространенными из них являются 5ЛО38, 7ЛО55, 8ЛО29, 8ЛО30, 8ЛО39, 13ЛО36, 13ЛО37, 13ЛО54, 31ЛО33. Для одновременного наблюдения двух процессов выпускаются двухлучевые трубки, имеющие в одном баллоне две однолучевые системы. К ним относятся трубки 10ЛО43, 13ЛО48, 18ЛО47. Специально для радиолокаторов предназначены магнитные трубки, например: 13ЛМ31, 18ЛМ35, 23ЛМ34, 31ЛМ32, 13ЛМ56, 13ЛМ57, 13ЛМ58. В трех последних имеется смешанная фокусировка (магнитная и электростатическая).

Кинескопы для телевизионных приемников делаются, как правило, с магнитным отклонением (исключение со-

ставляет 18ЛО40Б). Некоторые из них, как, например, 18ЛК4Б, 18ЛК5Б, 18ЛК7Б, 31ЛК2Б, 18ЛК15, 23ЛК1Б, 40ЛК1Б, имеют магнитную фокусировку. С электростатической фокусировкой выпускаются кинескопы 35ЛК2Б, 43ЛК2Б и 53ЛК2Б, имеющие прямоугольный экран. Два последних кинескопа, а также 40ЛК1Б оформлены в металло-стеклянном баллоне. Внешний вид подобных кинескопов показан на рис. 11-33.

В современных кинескопах, как правило, устраивается ионная ловушка, не допускающая попадания отрица-

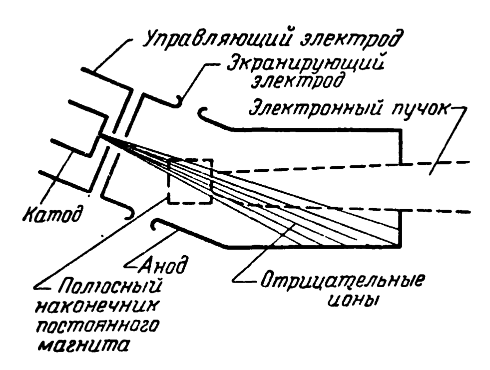


Рис. 11-34. Схема устройства ионной ловушки с изогнутым электронным прожектором.

тельных ионов на экран и образования ионного пятна. Такие ловушки обычно работают на принципе разделения с помощью магнитного поля потоков электронов и ионов. Схема одного из возможных вариантов ионной ловушки с изогнутым электронным прожектором показана на рис. 11-34. Ось катода, управляющего электрода и экранирующего электрода наклонена к оси трубки, а ось анода имеет излом. Поток отрицательных ионов и электронов, вылетевших из катода, входя в анод, попадает под действие поперечного магнитного поля, созданного постоянным магнитом. Ионы, обладающие большой массой, почти не отклоняются магнитным полем и попадают на анод. А электроны значительно искривляют свои траектории и вылетают из отверстия анода. Постоянный магнит для ловушки устанавливается снаружи трубки, причем для нормальной работы прожектора положение магнита должно быть вполне определенным.

В настоящее время наша промышленность уже выпускает кинескопы 43ЛК6Б и 53ЛК5Б с металло-стеклянным баллоном, прямоугольным экраном и углом отклонения электронного луча по диагонали 110° (по горизонтали 103° и по вертикали 87°). Эти кинескопы по сравнению со всеми предыдущими, в которых угол отклонения луча был 70°, имеют резко уменьшенную длину. Например, длина кинескопа 43ЛК6Б не превышает 330 *мм*, а у 43ЛК2Б она была 505 *мм*. Внешний вид кинескопа с углом отклонения луча 110° показан на рис. 11-35,*а*. Новые кинескопы работают с электростатической фокусировкой. Электронный прожектор — тетродного типа с напряжением на втором аноде 14 *кв* у 43ЛК6Б и 16 *кв* у 53ЛК5Б. Диаметр цилиндрической части колбы у этих кинескопов уменьшен до 29 *мм* (в прежних типах он был 38 *мм*). Отклоняющие катушки специальной седлообразной формы располагаются в значительной своей части на конусе колбы в месте перехода ее в цилиндрическую часть и снабжены дополнительным сердечником в виде ферритового кольца конической формы (рис. 11-35,*б*).

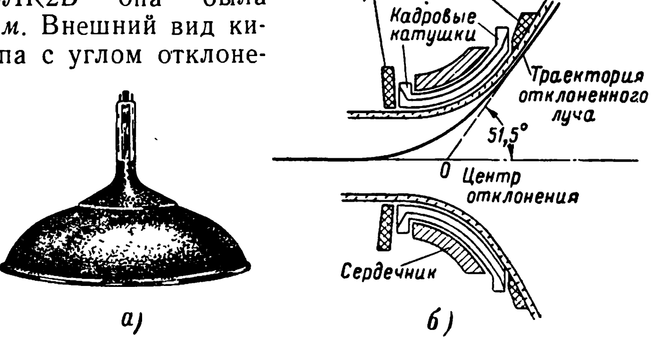


Рис. 11-35. Внешний вид кинескопа с углом отклонения 110° (*а*) и размещение отклоняющих катушек на его горловине (*б*).

Помимо рассмотренных трубок, промышленность выпускает еще много других специальных типов электронно-лучевых приборов, которые не применяются в радиолюбительской практике и поэтому не описываются в данной книге.

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ ДЛЯ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Современная радиотехника бурно развивается в сторону использования электрических колебаний со все более и более высокими частотами. Уже освоены и широко применяются для радиосвязи, радиовещания, телевидения, радиолокации, радионавигации метровые, дециметровые и сантиметровые волны. Происходит усиленное изучение миллимегровых и субмиллиметровых радиоволн. Частоты колебаний, соответствующие всем этим волнам, составляют десятки, сотни и тысячи мегагерц. Для генерирования и усиления таких колебаний сверхвысокой частоты (СВЧ) создан ряд специальных электронных приборов. Изобретение многих из них является заслугой советских ученых.

12-1. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ОБЫЧНЫХ ЛАМП НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Обычные диоды, триоды и другие лампы, предназначенные для длинноволнового и коротковолнового диапазонов, на СВЧ, как правило, работают неудовлетворительно. Ниже рассматриваются причины плохой работы этих ламп на СВЧ, а также особенности ламп, специально предназначенных для применения в диапазоне СВЧ.

а) **Влияние междуэлектродных емкостей и индуктивностей выводов лампы.** Между любыми двумя электродами каждой лампы имеется некоторая емкость. Вывод от любого электрода обладает некоторой индуктивностью. На рис. 12-1 схематически показаны междуэлектродные емкости и индуктивности выводов триода, а также его эквивалентная схема.

Эти емкости и индуктивности оказывают сильное влияние на работу ламп в диапазоне СВЧ. Прежде всего они

изменяют параметры колебательных систем, подключенных к лампе. В результате понижается максимальная частота, на которую эти системы могут быть настроены.

Вообще для каждой лампы существует некоторая предельная частота, которую называют резонансной частотой лампы ($f_л$). Она соответствует собственной частоте колебательного контура, образующегося при замыкании накоротко выводов от электродов лампы.

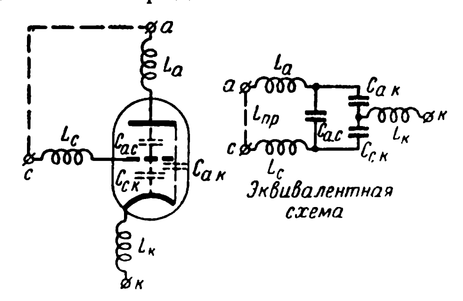


Рис. 12-1. Междуэлектродные емкости и индуктивности выводов у триода.

Так, например, если замкнуть накоротко анод и сетку у триода, как показано пунктиром на рис. 12-1, то образуется контур, у которого емкость

$$C = C_{а.с} + \frac{C_{а.к}\, C_{с.к}}{C_{а\,к} + C_{с.к}}, \qquad (12\text{-}1)$$

а индуктивность

$$L = L_а + L_с + L_{пр}, \qquad (12\text{-}2)$$

где $L_{пр}$ — индуктивность закорачивающего провода.

Работа лампы с каким-либо внешним колебательным контуром возможна лишь на частотах, более низких, чем резонансная частота $f_л$. Величина $f_л$ может быть весьма различной. Возьмем для примера лампу, имеющую $C = 10$ *пф* и $L = 0{,}016$ *мкгн*. У нее резонансная частота будет равна:

$$f_л = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{0{,}016\cdot 10^{-6}\cdot 10^{-11}}} \approx$$

$$\approx 400\cdot 10^6\ гц = 400\ Мгц,$$

что соответствует длине волны 75 *см*.

Очевидно, что эта лампа непригодна для работы в дециметровом диапазоне, так как при наличии внешнего контура получится резонансная частота значительно ниже 400 *Мгц*.

Помимо влияния на рабочий диапазон частот, индуктивность и емкость лампы, включенные в те или иные ее цепи, создают нежелательные положительные или отрицательные обратные связи и фазовые сдвиги, которые во многих случаях ухудшают работу устройства. Особенно большое влияние на работу лампы оказывает индуктивность катодного вывода $L_к$. Она входит одновременно в анодную и сеточную цепи и создает значительную обратную связь, за счет которой изменяется режим работы и уменьшается входное сопротивление лампы (сопротивление между сеткой и катодом). Междуэлектродные емкости, имея на сверхвысоких частотах весьма небольшое сопротивление, могут вызвать в генераторах появление значительных емкостных токов, нагревающих выводы от электродов и создающих дополнительные потери энергии.

Так, например, емкость сетка—катод, равная 4 *пф,* на частоте 1 000 *Мгц* ($\lambda = 30$ *см*) имеет сопротивление 40 *ом*. Если к этой емкости приложено переменное напряжение 40 *в,* то возникает емкостный ток 1 *а*!...

б) **Влияние инерции электронов.** На сверхвысоких частотах время пролета электронов в лампе, несмотря на свою весьма малую величину (10^{-8}—10^{-10} *сек),* становится соизмеримым с периодом колебаний. В результате лампа перестает быть безынерционным прибором. Поэтому принято говорить, что на СВЧ проявляется *инерция электронов.*

Наличие инерции электронных процессов в лампе создает вредные фазовые сдвиги, искажает форму импульсов анодного тока и является причиной возникновения значительных сеточных токов. В результате резко снижается входное сопротивление лампы, увеличиваются потери в цепи сетки и на аноде лампы, а также уменьшается полезная мощность, отдаваемая в нагрузку.

Инерция электронов практически не играет никакой роли на частотах, соответствующих диапазонам коротких и более длинных волн. Действительно, если период колебаний T много больше, чем время пролета электронов в лампе $t_{пр}$, то переменные напряжения на электродах лампы за это время не успеют значительно измениться. Это наглядно показывают графики на рис. 12-2, изображающие изменение напряжений на сетке и аноде лампы

для случая, когда период колебаний в 40 раз больше времени пролета электрона (например, если $t_{пр}=10^{-9}$ *сек*, то $T=40\cdot10^{-9}$ *сек*, что соответствует $f=\frac{1}{40\cdot10^{-9}\ сек}=$ $=25\cdot10^6$ *гц* $=25$ *Мгц*, или $\lambda=12$ *м*).

Поэтому, рассматривая движение электронов в лампе для данного случая, можно без большой ошибки считать, что пролет каждого электрона от катода к аноду совершается при постоянных напряжениях на электродах. Последнее означает, что движение электронов происходит по обычным законам, без каких-либо новых явлений, причем анодный ток изменяется соответственно изменениям сеточного напряжения. Переменная составляющая анодного тока будет совпадать по фазе с переменным напряжением на сетке.

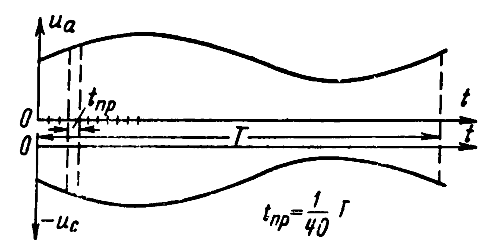


Рис. 12-2. Сравнение времени пролета с периодом колебаний для случая не очень высоких частот.

Совсем иначе происходят электронные процессы в лампе для случая, когда время пролета одного порядка с периодом колебаний. Бóльшую часть времени пролета электрона в лампе составляет время его пролета в промежутке катод—сетка, так как на этом участке пути ускоряющая разность потенциалов невелика.

Рассмотрим для примера такой случай, когда время пролета на этом участке равно половине периода, а рабочая точка установлена в самом начале характеристики лампы. На более низких частотах при таком положении рабочей точки лампа работала бы в режиме класса *B*, т. е. импульсы анодного тока проходили бы в течение положительных полупериодов переменного напряжения на сетке, а во время отрицательных полупериодов лампа была бы заперта.

Однако если $t_{пр}=\frac{1}{2}T$, то работа лампы существенно

изменится. Электроны, начавшие свое движение от катода несколько ранее или в самом начале положительного полупериода, пролетят сетку в конце этого полупериода. Зато последующие электроны, начавшие свое движение позже, не успеют долететь до сетки во время положительного полупериода. Они еще будут находиться в пути, когда на сетке переменное напряжение уже изменит свой знак и, следовательно, поле между сеткой и катодом станет тормозящим. Многие электроны будут заторможены, остановятся, не долетев до сетки, и вернутся на катод. Это особенно относится к электронам, начавшим свое движение от катода в конце положительного полупериода, так как они почти сразу попадают в тормозящее поле.

Возвращение части электронов на катод создает уменьшение импульсов анодного тока. Очевидно, уменьшится также и полезная мощность, отдаваемая лампой. Кроме того, возвращающиеся электроны бомбардируют катод, вследствие чего он дополнительно разогревается. Мощность на этот нагрев расходуется от источника переменного сеточного напряжения. Что же касается электронов, успевших пролететь сквозь сетку, то, когда они движутся далее к аноду, напряжение сетки становится уже отрицательным, а значит, увеличивается разность потенциалов между анодом и сеткой. Поэтому электроны с увеличенной скоростью бомбардируют анод.

Если рассмотреть электронные процессы для других режимов работы лампы, то можно прийти к таким же выводам: за счет инерции электронов уменьшается переменная составляющая анодного тока, увеличиваются потери на аноде, происходит дополнительный нагрев катода от ударов возвращающихся электронов. Конечно, описанные явления наблюдаются не только при $t_{пр} = {}^1/_2 T$, но и вообще во всех случаях, когда время пролета и период колебаний соизмеримы, т. е. на сверхвысоких частотах.

12-2. ИНДУКЦИОННЫЕ ТОКИ В ЦЕПЯХ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП

Для понимания работы электронных ламп на СВЧ необходимо познакомиться с индукционными токами в цепях этих ламп. Проявления индукционных токов тесно связаны с инерцией электронов, и поэтому они имеют значение только на сверхвысоких частотах.

При рассмотрении работы ламп обычно в целях упрощения считают, что ток в цепи какого-либо электрода обра-

зуется за счет непосредственного попадания на этот электрод потока электронов, летящих внутри лампы. Такой поток электронов внутри лампы называют конвекционным током[1].

Более глубокое изучение работы электронных ламп показало, что ток во внешней части цепи любого электрода лампы является индукционным током (иначе его называют наведенным током). Сущность индукционного тока легко уяснить, если вспомнить явление электростатической индукции.

Пусть имеется незаряженный проводник *АБ* (рис. 12-3), к одному концу которого приближается отрицательный электрический заряд *В*. Тогда электроны, имеющиеся в проводнике *АБ*, будут отталкиваться зарядом *В*. Они уйдут в некотором количестве на удаленный от индуктирующего заряда конец проводника *А*, и там получится отрицательный заряд. На ближнем к индуктирующему заряду конце проводника *Б* получится недостаток электронов, т. е. положительный заряд. Во время этого процесса вдоль проводника *АБ* пройдет некоторый ток, который и является индукционным током. Величина этого тока тем больше, чем больше индуктирующий заряд *В* и чем быстрее он приближается к проводнику *АБ*.

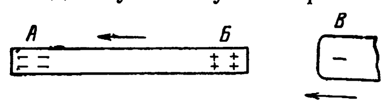


Рис. 12-3. Явление электростатической индукции (заряд *В* приближается к проводнику *АБ*).

Если удалять заряд *В* от проводника *АБ*, то произойдет обратное явление: электроны будут возвращаться из *А* в *Б*, и следовательно, в проводнике *АБ* пройдет индукционный ток обратного направления, величина которого по-прежнему определяется величиной и скоростью движения заряда *В*.

Итак, *приближение электрического заряда к какому-либо проводнику вызывает появление в этом проводнике индукционного тока, имеющего направление, совпадающее с направлением движения индуктирующего заряда.* При перемене направления движения этого заряда индукционный ток в проводнике также пойдет в обратную сторону.

В электронных лампах роль индуктирующего отрица-

[1] Известно также, что в цепях электронной лампы могут существовать еще емкостные токи, возникающие за счет наличия междуэлектродных емкостей, и токи утечки, причиной которых является несовершенство изоляции между электродами.

тельного заряда играет поток электронов, двужищихся от одного электрода к другому т. е. конвекционный ток. Такие конвекционные токи внутри лампы всегда возбуждают индукционные токи во внешних проводах, соединенных с электродами лампы. Величина индукционного тока возрастает при увеличении количества и скорости летящих электронов, а также при уменьшении расстояния между ними и данным электродом.

Действительно, пусть, например, на анод диода, имеющего накаленный катод, мгновенно включается постоянное напряжение. Тогда от катода к аноду внутри лампы начнет двигаться с ускорением поток электронов, который вызовет появление нарастающего индукционного тока во внешней части анодной цепи. Таким образом, анодный ток начинается не в момент, когда электроны достигнут анода, а в момент, когда они начнут удаляться от катода.

При постоянных напряжениях или на сравнительно невысоких частотах, когда $t_{пр} \ll T$, индукционный ток в анодной цепи диода численно равен конвекционному току. Именно это обстоятельство позволяет нам в данных случаях вообще не вводить понятие об индукционном токе. Но на сверхвысоких частотах, когда за время пролета электронов от одного электрода до другого напряжения значительно изменяются, необходимо рассматривать индукционные токи в цепях этих электродов. Можно представить себе даже такой случай, когда электроны совершают колебание, например в промежутке катод—анод, но из-за своей инерции не успевают попадать на анод. Однако они будут наводить в анодной цепи переменный индукционный ток.

С помощью индукционного тока можно лучше понять преобразование энергии, совершающееся при движении электронов в электрическом поле. Рассмотрим для примера движение электронов в ускоряющем или тормозящем поле между двумя электродами, считая, что это поле создано источником э. д. с. в виде аккумуляторной батареи (рис. 12-4). Поток летящих внутри лампы электронов создает в цепи батареи индукционный ток, направление которого совпадает с направлением конвекционного тока (рис. 12-4); как и везде далее, стрелки показывают направление движения электронов от минуса к плюсу, а не условное направление тока от плюса к минусу.

Нетрудно видеть, что в случае ускоряющего поля (рис. 12-4,*а*) индукционный ток, проходящий через бата-

рею, является для нее разрядным током. Батарея разряжается, т. е. расходует свою энергию, которая с помощью электрического поля передается летящим электронам и увеличивает их кинетическую энергию. А в случае тормозящего поля (рис. 12-4,*б*) индукционный ток, наоборот, является для батареи зарядным током, т. е. электроны в тормозящем поле отдают свою энергию, которая накапливается в батарее. Рассмотренные процессы заряда и разряда аккумуляторной батареи индукционным током, ко-

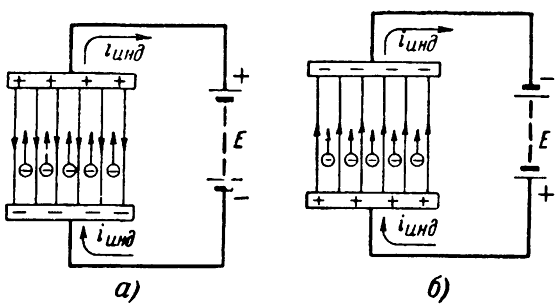


Рис. 12-4. Индукционный ток при движении электронов в поле, созданном постоянным напряжением батареи.

нечно, не имеют практического применения в технике СВЧ, и мы их привели только в качестве наглядных примеров.

Важным процессом является возникновение индукционных токов в колебательных контурах, подключенных к лампе. На рис. 12-5 изображен колебательный контур, состоящий из емкости C (ею, в частности, может быть емкость между двумя электродами лампы) и индуктивности L.

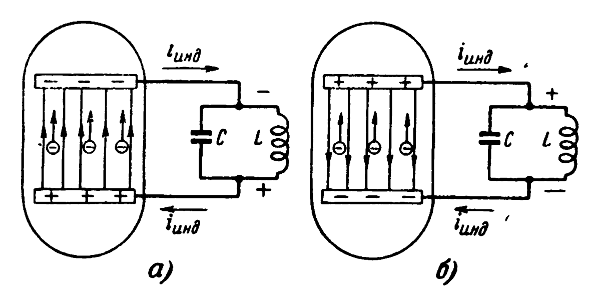


Рис. 12-5. Индукционный ток при движении электронов в поле, созданном переменным напряжением колебательного контура.

Пусть в этом контуре происходят свободные затухающие колебания. Тогда на зажимах контура и электродах лампы будет переменное напряжение. Предположим, что между электродами движется поток электронов (вопрос о том, каким способом получен этот поток электронов, пока не имеет значения).

Если поле, созданное переменным напряжением на электродах, является тормозящим для электронов (рис. 12-5,*а*), то индукционный ток $i_{инд}$ будет являться током, питающим контур. Действительно, направление этого тока таково, что создаваемое им на контуре падение напряжения совпадает по фазе с переменным напряжением, имеющимся на контуре от свободных колебаний. Это значит, что индукционный ток препятствует затуханию колебаний в контуре. Иначе говоря, часть кинетической энергии летящих электронов передается в контур и поддерживает там колебательный процесс.

Но если поле, созданное переменным напряжением, будет ускоряющим для электронов (рис. 12-5,*б*), то индукционный ток создает на контуре падение напряжения, противоположное по фазе переменному напряжению свободных колебаний, т. е. способствующее более быстрому затуханию колебаний. В данном случае контур теряет часть своей энергии на увеличение скорости пролета электронов, и поэтому затухание колебаний в контуре увеличивается.

Таким образом, для уменьшения или даже прекращения затухания, т. е. для поддержания колебаний в контуре, необходимо направлять поток электронов между электродами в те промежутки времени, когда электрическое поле является тормозящим.

12-3 ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ В ЛАМПАХ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Как мы знаем из гл. 7, каждый усилительный каскад характеризуется коэффициентом усиления по мощности K_P, показывающим, во сколько раз усиливается мощность:

$$K_P = \frac{P_{вых}}{P_{вх}}, \qquad (12\text{-}3)$$

где $P_{вых}$ — полезная мощность, отдаваемая лампой в нагрузочное сопротивление, а $P_{вх}$ — мощность, теряющаяся во входном сопротивлении лампы $R_{вх}$.

Если обозначить переменное напряжение на сетке $U_{вх}$, то

$$P_{вх}=\frac{U_{вх}^2}{R_{вх}}. \qquad (12\text{-}4)$$

Чем меньше входное сопротивление лампы, тем больше мощность $P_{вх}$. При малом значении входного сопротивления мощность $P_{вх}$ может настолько возрасти, что K_p станет равным 1 или даже будет еще меньше. Практически следует считать нецелесообразным применение усилителей, дающих усиление мощности меньше, чем в 2 — 3 раза.

С переходом на СВЧ входное сопротивление обычных ламп резко уменьшается, и поэтому усиление мощности на этих частотах получается малым или даже совсем отсутствует. Уменьшение входного сопротивления ламп на СВЧ объясняется возникновением индукционных токов в цепи сетки.

В зависимости от соотношения времени пролета и периода колебаний, соотношения расстояний катод—сетка и сетка—анод и величин напряжений на электродах процессы в триоде могут происходить различно, но все же в любом случае за счет проявления инерции электронов на СВЧ получаются большие индукционные сеточные токи, приводящие к резкому уменьшению входного сопротивления. Чтобы это было ясно, рассмотрим приближенно процессы, происходящие в триоде в некотором частном случае.

Предположим, что триод работает в усилительном каскаде в режиме класса B_1, т. е. смещение на сетке равно запирающему напряжению, и амплитуда переменного напряжения не превышает величины смещения, так что электроны с катода на сетку не попадают. На рис. 12-6 показаны процессы, происходящие в таком триоде на СВЧ, когда электрон летит от катода до сетки в течение одного полупериода и примерно столько же времени от сетки до анода.

Во время положительного полупериода переменного сеточного напряжения из электронного облачка, окружающего катод, к сетке полетят электроны (моменты *1* и *2* на рис. 12-6). Этот электронный поток, приближаясь к сетке, наводит в ее цепи постепенно нарастающий индукционный ток i_1. Нарастание этого тока происходит в течение всего положительного полупериода за счет того, что в течение всего этого времени число электронов, уходящих от катода и приближающихся к сетке, возрастает.

Но после того, как начнется отрицательный полупериод, новые электроны уже не будут уходить из облачка, окружающего катод, по направлению к сетке. Часть электронов, имея значительную скорость, пролетит сквозь сетку и, попав в ускоряющее поле анода, будет удаляться от сетки (момент *3*), создавая в ее цепи индукционный ток обратного направления i_2. Ток i_1 при этом будет спадать, так как число электронов, приближающихся к сетке со стороны катода, уменьшается.

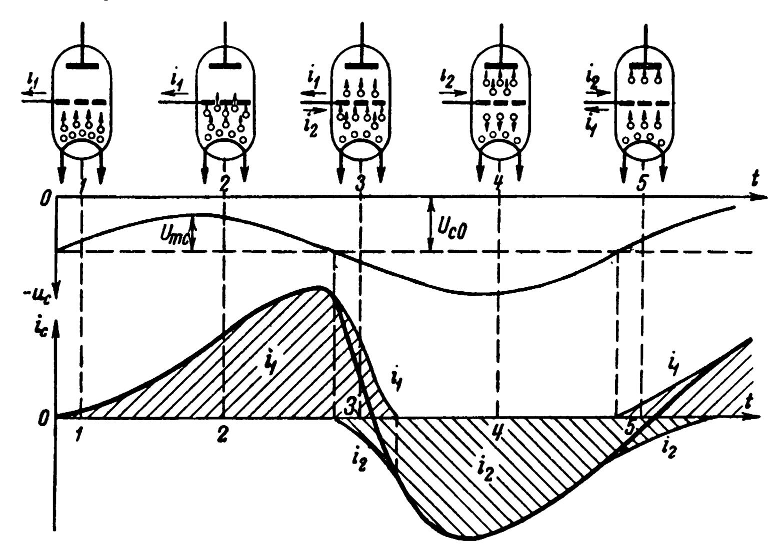


Рис. 12-6. Возникновение индукционных сеточных токов в триоде на сверхвысоких частотах.

Возрастанию тока i_2 и уменьшению тока i_1 способствует еще и то обстоятельство, что многие электроны, подлетающие к сетке тогда, когда отрицательное напряжение на ней велико, не смогут преодолеть тормозящее поле, остановятся и начнут двигаться обратно на катод. В какой-то момент во время отрицательного полупериода уже совсем не будет электронов, приближающихся к сетке, и тогда ток i_1 уменьшится до нуля. Далее, будет существовать только ток i_2 за счет того, что часть электронов продолжает удаляться от сетки к аноду, а другая часть также удаляется от сетки, возвращаясь на катод (момент *4*). По мере того как все эти электроны удаляются от сетки, ток i_2 постепенно спадает до нуля.

Таким образом, в рассмотренном случае в цепи сетки получаются два больших импульса индукционного тока, имеющих противоположные направления и лишь незначительно перекрывающих друг друга по времени. Суммарный ток в цепи сетки является переменным током. Он показан на рис. 12-6 жирной линией. На создание этого тока затрачивается значительная энергия от источника переменного сеточного напряжения. Выясним, куда она расходуется.

Нетрудно установить, что энергия индукционного тока в конечном итоге бесполезно теряется на дополнительный нагрев анода и катода конвекционным током. Действительно, положительный полупериод сеточного напряжения, ускоряя электроны, летящие от катода, дает им некоторую дополнительную энергию, а во время отрицательного полупериода сеточного напряжения сетка отталкивает электроны, движущиеся к аноду, и они опять получают дополнительную энергию. В результате электроны бомбардируют с большой силой анод, который дополнительно нагревается.

Кроме того, электроны, не пролетающие сквозь сетку, а поворачивающие обратно на катод, также отталкиваются сеткой во время отрицательного полупериода и получают еще некоторую энергию. Эти электроны бомбардируют катод со значительной скоростью и вызывают его дополнительный нагрев.

Как видно, источник сеточного переменного напряжения в течение всего периода отдает свою энергию электронам, летящим внутри лампы, а они в свою очередь расходуют эту энергию на бомбардировку анода и катода.

Следует отметить, что проведенное нами рассмотрение электронных процессов для данного случая является весьма приближенным, но оно все же дает грубое представление о происходящих явлениях. Точный анализ работы ламп на СВЧ весьма сложен и выходит за рамки нашей книги.

На более низких частотах, когда $t_{пр} \ll T$, в цепи сетки появляются весьма малые индукционные токи, вызывающие ничтожный расход энергии со стороны источника переменного сеточного напряжения. Для иллюстрации этого на рис. 12-7 показаны электронные процессы и индукционные сеточные токи в триоде, работающем в том же режиме, что и в предыдущем случае, но только на такой частоте, при которой время пролета электрона

от катода до сетки $t_{пр}=\frac{1}{20}T$ (например, если $t_{пр}=10^{-9}$ *сек*, то $T=20\cdot10^{-9}$ *сек*, что соответствует $f=50$ *Мгц*, или $\lambda=6$ *м*). Такое же время электроны летят от сетки до анода.

В начале положительного полупериода в течение $\frac{1}{20}T$ электроны движутся только на участке катод—сетка и при-

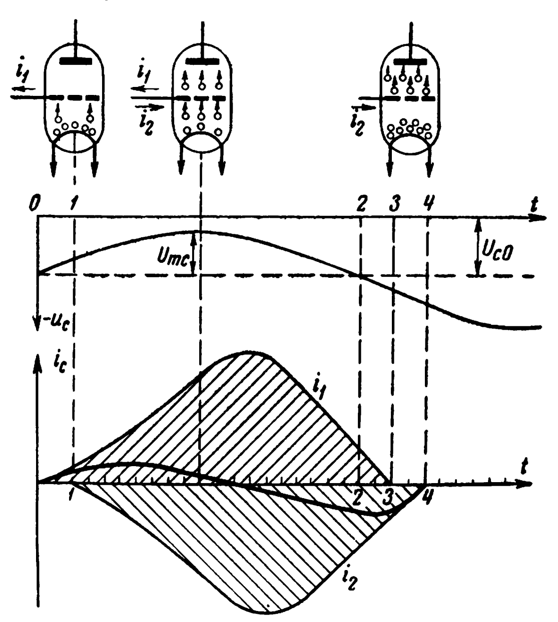


Рис. 12-7. Индукционные сеточные токи в триоде при малом влиянии инерции электронов.

ближаются к сетке, создавая нарастающий индукционный ток i_1. Этот ток продолжается и далее в течение всего положительного полупериода, причем его изменение приблизительно соответствует синусоидальному изменению сеточного напряжения, так как количество электронов, уходящих от катода, очевидно, определяется величиной напряжения на сетке.

Но, кроме тока i_1, через $\frac{1}{20}T$ (момент *1*) начинается нарастание противоположно направленного индукционного тока i_2, создаваемого электронами, пролетевшими сетку

и удаляющимися от нее к аноду. Изменения этого тока повторяют изменения тока i_1, так как все электроны, движущиеся сначала в промежутке катод — сетка, попадают затем в промежуток сетка — анод. Однака ток i_2 запаздывает в своих изменениях от изменений тока i_1 на $\frac{1}{20}T$.

Мы рассматриваем работу лампы в режиме класса *B*. Поэтому в момент *2*, соответствующий окончанию положительного полупериода сеточного напряжения, прекращается уход электронов из электронного облачка около катода, но ток i_1 спадает до нуля лишь через $\frac{1}{20}T$ (момент *3*), когда последние ушедшие от катода электроны пролетают сквозь сетку. А ток i_2 будет продолжаться еще $\frac{1}{20}T$, до момента *4*, когда эти электроны дойдут до анода. Далее, на протяжении остальной части отрицательного полупериода лампа заперта (нет движущихся к сетке и аноду электронов и не возникает никаких индукционных токов).

Таким образом, и в данном случае получаются два импульса индукционного сеточного тока i_1 и i_2, но они почти противоположны по фазе. Результирующий индукционный ток в цепи сетки показан на рис. 12-7 жирной линией. Он много меньше, чем в предыдущем случае.

Если частота станет еще ниже, то сдвиг фаз между импульсами индукционного тока i_1 и i_2 будет приближаться к 180° и результирующий ток станет еще меньше. А при постоянном напряжении на сетке от катода на анод движется постоянный электронный поток, создающий в цепи сетки два равных, но противоположных по направлению индукционных тока, которые взаимно уничтожатся. Практически то же самое получается на низких частотах и обычных радиочастотах, когда сдвиг фаз между импульсами токов i_1 и i_2 весьма близок к 180°.

Теория дает следующую формулу для расчета результирующего индукционного тока в цепи сетки $I_с$, появляющегося под влиянием переменного сеточного напряжения $U_с$:

$$I_с = kSf^2 t_{пр}^2 U_с, \qquad (12\text{-}5)$$

где k — коэффициент, зависящий от конструкции электродов и величин постоянных напряжений на них;
S — крутизна лампы;

$t_{пр}$ — время пролета электрона в промежутке катод — сетка.

Отсюда для входного сопротивления получается следующее выражение:

$$R_{вх}=\frac{U_c}{I_c}=\frac{1}{kSf^2t_{пр}^2}. \qquad (12\text{-}6)$$

Величины k, S и $t_{пр}$ для данной лампы и определенных напряжений на электродах являются постоянными. Заменяя их одной постоянной величиной a и переходя от частоты к длине волны, получаем:

$$R_{вх}=a\lambda^2. \qquad (12\text{-}7)$$

Так как расчет коэффициента a весьма сложен и неточен, то он определен для многих ламп экспериментально. При таком определении величины a учитывается влияние на входное сопротивление не только инерции электронов, но и других явлений, вызывающих потери энергии. Если выражать λ в метрах, а $R_{вх}$ в омах, то для некоторых приемно-усилительных ламп, работающих при нормальных питающих напряжениях, величина a имеет значения, приведенные в табл. 12-1. Например, для лампы 6Ж1Ж, работающей на волне $\lambda=50$ *см*, получаем $R_{вх}=2\,200\times\times 0{,}5^2=550$ *ом*.

Таблице 12-1

Коэффициент a для расчета входного сопротивления ламп

Лампа	a, *ом/м²*	Лампа	a, *ом/м²*
2К2М	715	6К1Ж	2 200
6А7	390	6К1П	500
6Ж1Ж	2 200	6К3	220
6Ж1П	770	6К4	110
6Ж3	140	6К7	220
6Ж3П	400	6С1Ж	1 760
6Ж4	77	6С1П	1 760
6Ж7	220	12Ж1Л	750
6Ж8	220	6Ж1Б	680
		6С6Б	445

Как видно, входное сопротивление получается весьма малым, и это может привести к резкому снижению усиле-

ния. Действительно, коэффициент усиления каскада, работающего на пентоде, можно определить по формуле

$$K \approx SR_а, \tag{12-8}$$

где $R_а$ — сопротивление анодной нагрузки.

Если в качестве такой нагрузки применяется резонансный контур, то параллельно ему будет подключено входное сопротивление лампы следующего каскада и поэтому общее сопротивление нагрузки окажется меньше $R_{вх}$. Для усилителя с лампами 6Ж1Ж, работающими на волне 50 *см* и имеющими $S = 1{,}4$ *ма/в*, можно приближенно считать, что $R_а = 500$ *ом*, так как $R_{вх} = 550$ *ом*. Но тогда $K = 1{,}4 \cdot 10^{-3} \cdot 500 = 0{,}7$ и, следовательно, каскад вместо усиления дает ослабление.

Необходимо отметить, что указанный расчет $R_{вх}$ справедлив только для случая малых переменных напряжений. При больших амплитудах переменных напряжений (в генераторах и передатчиках) расчет значительно усложняется.

Помимо потерь энергии за счет инерции электронов, в лампах, работающих на СВЧ, имеется еще и ряд других потерь. Вследствие поверхностного эффекта резко возрастает активное сопротивление самих электродов и выводов от них. По поверхности этих металлических проводников проходят значительные токи, главным образом индукционные и емкостные, которые создают бесполезный нагрев. Также резко увеличиваются на СВЧ потери во всех твердых диэлектриках, находящихся под воздействием переменного электрического поля, в частности получаются значительные потери в стекле баллона лампы.

Большие потери энергии в лампах ухудшают к. п. д. усилителей и генераторов, работающих на СВЧ, создают чрезмерный нагрев самих ламп и резкое снижение качества контуров, подключенных к лампам. На СВЧ применяются контуры в виде резонансных линий (симметричных или коаксиальных) или объемных резонаторов, которые сами имеют весьма высокую добротность Q, доходящую до тысяч и даже десятков тысяч, но когда эти контуры присоединяются к лампе, то их добротность резко падает (часто до величин порядка сотен), так как в лампах получаются большие потери энергии. Это явление совершенно аналогично тому, как уменьшается добротность обычного контура, если его зашунтировать сравнительно малым сопротивлением.

12-4. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЛАМП ДЛЯ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Специальные лампы обычного типа (диоды, триоды и т. д.) для СВЧ конструируются так, чтобы междуэлектродные емкости и индуктивности выводов были как можно меньшими. Для уменьшения влияния инерции электронов расстояния между электродами также делаются малыми. Наконец, принимаются меры к уменьшению различных видов потерь энергии, в частности для баллона используются специальное стекло с малыми потерями или радиокерамика. В генераторных лампах особое значение приобретает хорошее охлаждение анода и всей лампы в целом, так как из-за увеличенных потерь энергии лампы сильно нагреваются.

Лампы обычного типа для СВЧ предназначены для метрового и дециметрового диапазонов и, конечно, могут еще лучше работать на более длинных волнах, но для сантиметровых волн большинство из них непригодно. Рассмотрим прежде всего лампы для СВЧ, относящиеся к группе приемно-усилительных и маломощных генераторных.

Довольно распространенными, хотя и устаревшими, являются лампы типа «желудь», которые применяются главным образом на метровых и частично на дециметровых волнах. К ним относятся диод 6Д4Ж, триод 6С1Ж и пентоды 6Ж1Ж, 6К1Ж, используемые в приемниках, генераторах и измерительных приборах. Особенности их конструкции уже были рассмотрены в гл. 4 (см. рис. 4-43,*а*). «Желуди» могут работать на частотах не выше 600 *Мгц*.

Пальчиковые и миниатюрные бесцокольные лампы, в том числе стержневые и со штампованными сетками, также в основном применяются на метровых волнах и лишь немногие из них в более длинноволновой части дециметрового диапазона. Миниатюрный диод 6Д6А (см. рис. 4-43,*в*) может работать на частотах до 700 *Мгц*, а двойной диод 6Х2П (см. рис. 4-43,*б*)—до 1 000 *Мгц*. Триоды 6С2П и 6С6Б применяются для генерирования и усиления в схеме с заземленной сеткой (см. ниже) на частотах до 500 *Мгц*. Генерирование колебаний с частотой до 250 *Мгц* можно осуществить с двойным триодом 6Н15П. Новые лампы с катодной сеткой 6Ж21П и 6Ж22П пригодны для частот до 200 *Мгц*. В специальной серии батарейных пальчиковых ламп для работы на частотах до 120 *Мгц* выпущены пентоды 2Ж27П и 2П29П (см. рис. 8-34,*в*).

Для метровых волн предназначена серия ламп с замковым цоколем. Генераторный пентод 4П1Л (см. рис. 8-34,*а*)

пригоден для частот до 100 *Мгц*, пентоды 2Ж27Л, 2Ж28Л и 2П29Л, оформленные по рис. 8-33,*б*, — до 120 *Мгц*, а пентоды 4Ж1Л, 6Ж1Л, 6К1Л, 10Ж1Л, 10Ж3Л, 12Ж1Л и 12Ж3Л, оформленные также по рис. 8-33,*б*, — до 200 *Мгц*.

Примером специальной лампы для волн не короче 10 *см* может служить миниатюрный диод 2Д1С, изображенный на рис. 12-8. Он имеет подогревный катод, у которого рабочая поверхность, эмиттирующая электроны, представляет собой диск площадью порядка 1 *мм*². На очень малом расстоянии от него находится такой же анод. Выводы от подогревателя и

Рис. 12-8. Миниатюрный диод для дециметровых волн.

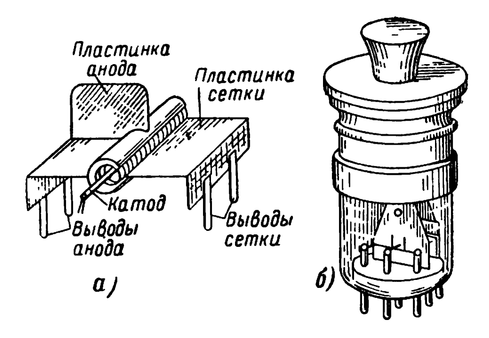


Рис. 12-9. Конструкция электродов (*а*) и внешний вид (*б*) триода 12С3С.

катода имеют вид коротких прямых проводников, проходящих сквозь плоскую ножку, т. е. утолщенное основание баллона, а вывод анода сделан на верхний контакт. Такой диод применяется для детектирования, главным образом в измерительной аппаратуре, и может давать выпрямленный постоянный ток до 0,1 *ма*.

На рис. 12-9 показаны внешний вид и конструкция электродов генераторных маломощных триодов типа 4С3С или 12С3С, работающих на волнах не короче 30 *см*. В этих лампах подогревный катод окружен сеткой обычного типа в виде соленоида. Витки сетки соединены с металлической пластинкой, которая является выводом сетки и служит также для лучшего охлаждения. От этой пластинки сквозь основание баллона лампы проходят два штырька. Анод имеет вид цилиндра с продольным разрезом, через который проходит пластинка сетки. Вывод анода также сделан сначала пластинкой с дополнительным ребром для лучше-

го охлаждения, а через баллон от этой пластинки выходят два проводника. Конструкция выводов в форме пластинок с двумя штырьками дает некоторое уменьшение индуктивности. Эти лампы на волне 30 *см* могут дать полезную мощность порядка 0,3 *вт*.

В оформлении по рис. 12-9 выпущены также двойной диод 12Х3С для детектирования и преобразования частоты на волнах не короче 17 *см* и специальный диод 2Д2С, применяемый в качестве генератора шумов для измерения чувствительности усилительных и приемных устройств на волнах от 10 *см* и выше.

Специально для дециметрового диапазона сконструированы лампы с дисковыми и цилиндрическими выводами, имеющие в конце своего обозначения букву *Д*. Конструкция выводов от электродов в виде цилиндров и дисков различных диаметров служит для удобного соединения лампы с коаксиальными резонансными линиями или объемными резонаторами. Цилиндрические или дисковые выводы в этом случае являются частью металлических стенок той или иной колебательной системы.

Примером таких ламп может служить «маячковый» триод, изображенный на рис. 12-10. Подогревный катод у него имеет эмиттирующую часть в виде диска. Вывод от катода для постоянного тока сделан на один из штырьков цоколя, а кроме того, имеется еще высокочастотный вывод катода в виде металлического цилиндра, связанного с катодом через емкость.

Сетка также имеет форму диска и находится на очень малом расстоянии от катода (порядка 0,1 *мм*), для того чтобы время пролета электронов в этом промежутке было малым. Вывод от сетки сделан в виде плоского металлического кольца, пересекающего стекло баллона лампы. Такой вывод имеет очень малую индуктивность. Его можно считать как бы состоящим из большого числа параллельно включенных и расположенных радиально выводов, каждый из которых имеет форму прямого проводника. Но при параллельном соединении общая индуктивность и активное сопротивление уменьшаются. Увеличивая число этих выводов, можно в конце концов слить их в общее кольцо.

Анод сделан в виде сплошного металлического цилиндра, впаянного в стекло, причем его рабочая поверхность, принимающая на себя электронный поток, также имеет форму диска и расположена близко к сетке. Стеклянный баллон лампы состоит из двух самостоятельных цилиндри-

ческих частей, которые припаяны с разных сторон к сеточному диску.

Лампы этого типа имеют небольшую мощность. Они применяются в усилителях высокой частоты приемников и гетеродинах, а также в маломощных передатчиках.

Маячковый триод 6С5Д, оформленный по рис. 12-10, может генерировать колебания с частотой до 3 370 *Мгц* и на этой частоте дает полезную мощность порядка 35 *мвт*. Аналогичный по конструкции триод 6С9Д служит для

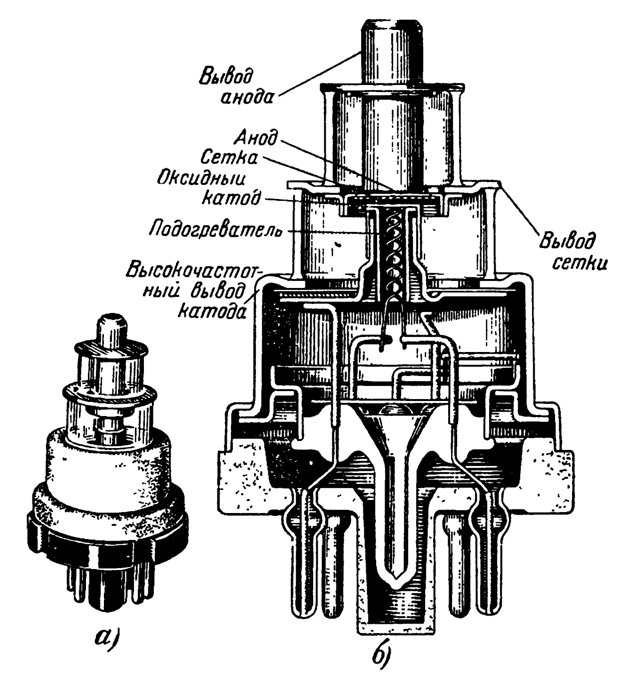


Рис. 12-10. Внешний вид (*а*) и устройство (*б*) маячковой лампы.

усиления в диапазоне частот до 900 *Мгц*. В маячковой серии имеется также диод 6Д3Д, пригодный для работы на волнах не короче 10 *см*. Конструктивно он отличается от триода меньшей высотой и выводом от анода в виде диска.

Помимо маячковых ламп, с дисковыми и цилиндрическими выводами выпущены некоторые новые лампы. Триод 6С13Д, принцип конструкции которого показан на рис. 12-11,*а*, за счет устранения цоколя имеет меньшие раз-

меры, нежели маячковые лампы. Кроме того, в нем сделан один вывод от подогревателя общий с кольцевым выводом катода. Такой триод работает в генераторах на частотах до 3 600 *Мгц* и дает полезную мощность не менее 0,1 *вт*. Конструкцию, аналогичную изображенной на рис. 12-11,*а* имеет диод 6Д10Д, служащий для умножения частоты в дециметровом и частично сантиметровом диапазонах волн.

Оригинальное устройство имеют триоды 6С11Д и 6С16Д (рис. 12-11,*б*), генерирующие колебания мощностью

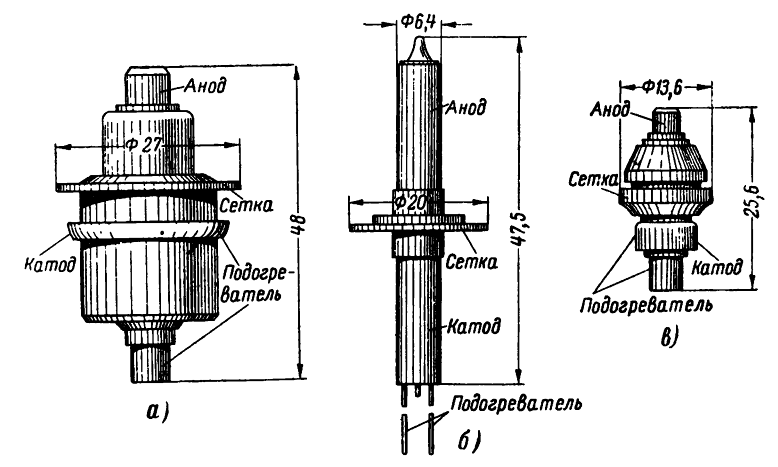


Рис. 12-11. Новые типы ламп для СВЧ.

а — стеклянный триод с дисковыми выводами (6С13Д); *б* — триод „карандашного" типа (6С11Д и 6С16Д), *в* — сверхминиатюрный титанокерамический триод с цилиндрическими выводами (6С17К).

не менее 300 *мвт* на частотах до 1 800 *Мгц*. Это металлические лампы с посеребренными цилиндрическими выводами анода и катода и дисковым выводом сетки.

Значительный интерес представляет сверхминиатюрный титано-керамический триод с цилиндрическими выводами 6С17К, изображенный на рис. 12-11,*в*. Он предназначен для усилительных каскадов по схеме с заземленной сеткой, которые ставятся на входе приемников СВЧ. Лампа 6С17К относится к металлокерамическим приемно-усилительным лампам, для которых в качестве последнего элемента обозначения принята буква К. На предельной частоте 3 000 *Мгц* этот триод дает усиление мощности в 12 раз, а на частоте 1 200 *Мгц* — в 40 раз.

В более мощных генераторах и передатчиках дециметрового диапазона волн, в частности в передатчиках, рабо-

тающих с большой мощностью в импульсном режиме, используются металлокерамические генераторные триоды, напоминающие по принципу своей конструкции рассмотренные выше приемно-усилительные лампы. Они также предназначены для соединения с коаксиальными колебательными системами.

На рис. 12-12 показаны внешний вид металлокерамической генераторной лампы и ее устройство. Рабочие поверхности катода, сетки и анода в этой лампе имеют форму

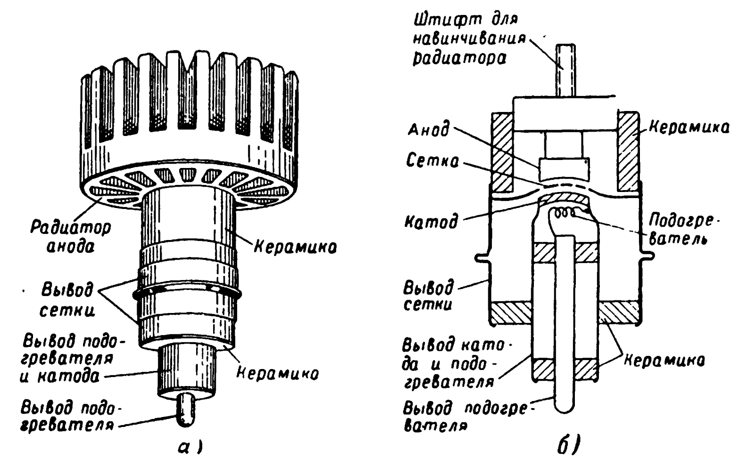


Рис. 12-12. Металлокерамический триод с радиатором для охлаждения анода.

а — внешний вид; *б* — принцип устройства.

дисков, расположенных очень близко друг к другу. Иногда поверхность электродов делается несколько выгнутой, а не плоской. Катод применяется оксидный косвенного накала. Вывод от него сделан в виде цилиндра, причем он одновременно является и выводом одного конца подогревателя. Второй его конец имеет вывод внутри этого цилиндра. От сетки вывод сделан в форме диска, переходящего затем в цилиндр, выполняющий роль некоторой части баллона лампы.

Анод изготовлен в виде массивного цилиндра, и его расширенная часть припаяна к керамическому цилиндру, служащему частью баллона. С другой стороны, этот керамический цилиндр спаян с выводом сетки. Между выводами сетки и катода также имеется керамическое кольцо Спаи металла с керамикой являются особенностью метал-

локерамических ламп. Применяемый керамический материал является специальным, дающим малые потери на СВЧ.

Для лучшего охлаждения анода у лампы имеется массивный ребристый радиатор, который навинчивается на специальный штифт анодного вывода. Радиатор обдувается воздухом от вентилятора. Лампы этого типа могут работать и без радиатора, но тогда допустимая мощность потерь на аноде и наибольшая полезная мощность, получаемая от лампы, значительно снижаются.

В настоящее время широко применяются следующие триоды этой серии: ГИ-6Б, ГС-9Б, ГИ-7Б, ГИ-11Б, ГИ-70Б, ГС-90Б, ГИ-12Б. Наименьшие рабочие длины волн составляют: 18 *см* — для ГИ-6Б, 15 *см* — для ГС-9Б, 11 *см* — для следующих двух ламп и 9 *см* — для последних трех. Лампы типа ГС предназначены для непрерывного режима работы, лампы ГИ — для импульсного. Разработки металлокерамических ламп продолжаются. Недавно был выпущен новый титанокерамический триод ГС-4, пригодный для работы на волнах не короче 7 *см*. Его полезная мощность составляет 1 *вт* на волне 7 *см* и 2 *вт* на волне 9 *см*, а в дециметровом диапазоне волн она увеличивается до 3—5 *вт*.

Для метровых волн предназначен ряд стеклянных генераторных ламп средней мощности. Наиболее распространенными из них являются следующие. Импульсный генераторный триод небольшой мощности ГИ-3 может работать на частотах до 300 *Мгц*. В диапазоне частот до 60 *Мгц* лучевой пентод ГУ-15 (см. рис. 8-34,*б*) отдает мощность 12 *вт*, а лучевой тетрод Г-807 — мощность 50 *вт*. Довольно часто применяются двойные лучевые тетроды ГУ-29 и ГУ-32 (см. рис. 8-32), предназначенные для работы на частотах до 200 *Мгц*. Их полезные мощности равны соответственно 85 и 25 *вт*. Новый миниатюрный двойной лучевой тетрод в пальчиковом оформлении ГУ-17 дает полезную мощность не менее 11 *вт* на частоте до 250 *Мгц*. Лучевой пентод ГУ-50, оформленный по рис. 8-34,*б*, на частотах до 120 *Мгц* может отдать мощность 60 *вт*. Кроме указанных ламп, выпускается еще ряд более мощных с естественным и принудительным воздушным или водяным охлаждением для метрового и верхней части дециметрового диапазонов.

Более сложные лампы, чем триоды, для дециметрового диапазона применяются сравнительно редко, так как при большем числе сеток приходится соответственно увеличивать расстояние между анодом и катодом, но тогда возра-

стает время пролета электронов. А в приемных лампах увеличение числа электродов приводит к возрастанию собственных шумов. Таким образом, и в генераторах и в усилителях дециметрового диапазона волн работают главным образом триоды. Однако в последнее время уже сконструированы тетроды для этого диапазона. Так, например, выпущен металлокерамический тетрод ГС-3Б для частот до 1 000 *Мгц* с полезной мощностью 2 *квт*.

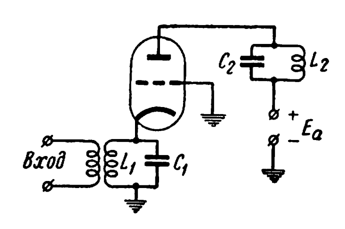


Рис. 12-13. Усилительный каскад с заземленной сеткой.

Каскады усиления на триодах для устранения самовозбуждения за счет паразитной связи через междуэлектродные емкости строят обычно по схеме с заземленной (общей) сеткой, предложенной в 1931 г. М. А. Бонч-Бруевичем (рис. 12-13). Ее особенность состоит в том, что входной контур L_1C_1 включен в провод катода, и поэтому он входит в цепи сетки и анода, создавая тем самым сильную отрицательную обратную связь по току, которая значительно уменьшает коэффициент усиления каскада. Управляющая сетка лампы заземлена, т. е. соединена с минусом анодного источника $E_а$. Она одновременно выполняет роль экранирующей сетки и уменьшает паразитную связь между анодной и сеточной цепями, которая в данной схеме осуществляется через внутриламповую емкость анод—катод $C_{а.к}$, а не через емкость анод — сетка $C_{а.с}$, как в обычных усилителях с заземленным катодом. Чтобы сетка являлась хорошим экраном, она делается густой. Вследствие этого коэффициент усиления триодов, предназначенных для схем с заземленной сеткой, получается большим (до 100 и более), а емкость анод — катод уменьшается до сотых долей пикофарады.

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

13-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ

Техника полупроводниковых приборов в настоящее время стала самостоятельной большой областью современной электроники. Замена электронных ламп полупроводниковыми диодами и триодами успешно осуществлена во многих радиотехнических устройствах.

Следует вспомнить, что на всем протяжении развития радиотехники с начала нынешнего века широко применялись кристаллические детекторы, представляющие собой полупроводниковые выпрямители. Теперь их принято называть полупроводниковыми или кристаллическими диодами. Уже много лет для выпрямления переменного тока электрической сети используются различные полупроводниковые выпрямители, например купроксные и селеновые. Однако последние непригодны для высоких частот, а кристаллические детекторы старых конструкций не обладали необходимой устойчивостью в работе. Принцип действия полупроводниковых выпрямителей, в частности кристаллических детекторов, долгое время не был достаточно ясен.

Еще в 1922 г. сотрудник Нижегородской радиолаборатории О. В. Лосев обнаружил возможность генерирования электрических колебаний с помощью кристаллического детектора. Ему удалось сконструировать приемник, названный кристадином, в котором за счет генерации собственных колебаний получалось усиление принимаемых радиосигналов. Он имел значительно бо́льшую чувствительность, нежели обычные приемники с кристаллическим детектором. Открытие Лосева, к сожалению, не получило должного развития в последующие годы.

Полупроводниковые (или кристаллические) триоды, получившие название транзисторов, предложили в 1948 г. американские ученые Бардин, Браттейн и Шокли. После

этого теория и техника полупроводниковых радиотехнических приборов стали развиваться особенно быстро, и в настоящее время промышленность выпускает большое количество полупроводниковых диодов и транзисторов различных типов.

По сравнению с электронными лампами у полупроводниковых диодов и транзисторов имеются следующие достоинства:

1) малый вес и малые размеры;
2) отсутствие затраты энергии на накал катода;
3) большой срок службы (до десятков тысяч часов);
4) большая механическая прочность (стойкость к тряске, ударам и другим видам механических перегрузок);
5) различные устройства (выпрямители, усилители, генераторы) с полупроводниковыми приборами имеют высокий к. п. д., так как потери энергии в них весьма незначительны;
6) маломощные усилители, генераторы и другие устройства с транзисторами могут работать при очень низких питающих напряжениях.

Вместе с тем полупроводниковые приборы в настоящее время обладают и следующими существенными недостатками:

1. Параметры и характеристики отдельных экземпляров приборов данного типа значительно отличаются друг от друга.
2. Свойства приборов сильно зависят от температуры.
3. Наблюдается значительное изменение свойств приборов с течением времени (старение).
4. Собственные шумы гораздо больше, нежели у электронных приборов.
5. Большинство транзисторов непригодно для работы на частотах свыше нескольких десятков мегагерц.
6. Входное сопротивление транзисторов значительно меньше, нежели у вакуумных триодов.
7. Транзисторы пока еще не изготовляются для больших мощностей.
8. Работа полупроводниковых приборов резко ухудшается под действием радиоактивного излучения.

В последнее время широким фронтом ведутся исследования по улучшению полупроводниковых приборов, в частности по применению для их изготовления новых материалов. Уже созданы полупроводниковые выпрямители на токи в тысячи ампер. Применение кремния вместо германия

позволяет эксплуатировать приборы при температурах до 250° С. Сконструированы опытные транзисторы, работающие на частотах до 1 000 *Мгц*. Значительное расширение рабочего диапазона частот дают также полупроводниковые тетроды и некоторые новые особые типы полупроводниковых приборов. Можно не сомневаться в том, что указанные выше недостатки полупроводниковых приборов будут постепенно устранены.

Транзисторы могут работать почти во всех устройствах, в которых до сих пор применялись вакуумные лампы, за исключением аппаратуры, предназначенной для сверхвысоких частот. В настоящее время транзисторы успешно применяются в усилителях низкой частоты, приемниках, передатчиках, генераторах, телевизорах, измерительных приборах, различных импульсных схемах, электронных счетных машинах и во многих других устройствах.

Использование полупроводниковых приборов дает огромную экономию в расходовании электрической энергии источников питания и позволяет во много раз уменьшить размеры аппаратуры. Если минимальная мощность, необходимая для питания электронной лампы, составляет 0,1 *вт* и более, то для транзистора она может быть 1 *мквт*, т. е. уменьшается в 100 000 раз. Замена тысячи электронных ламп в счетно-решающем устройстве транзисторами дает снижение мощности питания с 3 *квт* до 100 *вт*, т. е. в 30 раз.

На транзисторах работают миниатюрные радиоприемники и передатчики. Для их питания во многих случаях достаточно батарейки от карманного фонаря или даже одного сухого элемента. Специально для аппаратуры с полупроводниковыми приборами сконструированы малогабаритные радиодетали, благодаря которым удалось построить радиостанции весьма малых размеров. Так, например, имеются приемно-передающие радиостанции, смонтированные в микротелефонной трубке, причем для их питания используется энергия звуков голоса человека, говорящего в микрофон. Сверхминиатюрный радиопередатчик на транзисторе, находящийся вместе со специальными приборами в капсуле, заглатываемой больным, передает сигналы о состоянии желудочно-кишечного тракта, по которому движется капсула. Несомненно, что в дальнейшем мы будем свидетелями многочисленных новых интересных достижений в создании радиоэлектронной аппаратуры с полупроводниковыми приборами.

Успешное развитие полупроводниковых приборов, конечно, не может привести к полному вытеснению ими электровакуумных приборов, так как в совершенствовании последних достигнуты также большие результаты. В одних случаях более целесообразно использование полупроводниковых приборов, в других лучше работают электронные лампы. Своеобразное «соревнование» между ними будет способствовать более быстрому и плодотворному развитию как тех, так и других приборов.

13-2. ЭЛЕКТРОННАЯ И ДЫРОЧНАЯ ПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Полупроводники представляют собой обширную группу веществ, которые по величине своей проводимости занимают среднее место между проводниками и диэлектриками. Для полупроводников характерен отрицательный температурный коэффициент электрического сопротивления в широкой области изменений температуры, т. е. при возрастании температуры сопротивление полупроводников уменьшается, а не увеличивается, как у подавляющего большинства твердых проводников. Как правило, полупроводники имеют кристаллическое строение.

Принципы работы полупроводниковых диодов и транзисторов связаны с особыми свойствами полупроводников в отношении их электрической проводимости. Многолетние исследования, проведенные советскими и иностранными учеными, показали, что существуют полупроводники двух основных типов. Одни полупроводники, например окислы алюминия, цинка, титана и др., обладают подобно металлам электронной проводимостью и называются полупроводниками типа *n* (от слова *negative* — отрицательный), так как в них электрический ток представляет собой перемещение электронов, т. е. отрицательно заряженных частиц. В этих полупроводниках имеется большое количество полусвободных электронов, которые очень слабо связаны с ядрами атомов и поэтому совершают беспорядочное тепловое движение между атомами, образующими кристаллическую решетку. Под действием разности потенциалов полусвободные электроны получают дополнительное движение в определенном направлении, которое и является электрическим током.

Полупроводники второго типа, к которым относятся закись меди, селен и многие другие вещества, обладают так называемой дырочной проводимостью и иначе

называются полупроводниками типа *p* (от слова *positive* — положительный). Электрический ток в них проходит иначе, и его можно рассматривать как перемещение положительных зарядов. В полупроводниках типа *p* полусвободных электронов нет, и поэтому в них электроны не могут двигаться так, как это происходит в полупроводниках типа *n*. Атом полупроводника типа *p* под влиянием тепловых или других воздействий может потерять один из наиболее удаленных от ядра электронов. Тогда атом будет иметь положительный заряд, численно равный заряду электронов. Подобный атом не следует называть ионом, так как в проводниках с ионной проводимостью, например в электролитах, ток представляет собой движение ионов (само слово ион означает путешественник), а в полупроводниках типа *p* механизм перемещения электрических зарядов иной. В этих полупроводниках кристаллическая решетка является достаточно прочной. Ее атомы, лишенные электронов, не передвигаются, а остаются на своих местах.

Отсутствие одного электрона в атоме полупроводника, т. е. наличие в таком атоме положительного заряда, принято называть дыркой. Это название подчеркивает, что в атоме не хватает одного электрона, т. е. именно образовалась дырка, или свободное место. Оказалось, что дырки ведут себя, как элементарные положительные заряды. Дырочная проводимость состоит в том, что под влиянием приложенной разности потенциалов перемещаются дырки, а это эквивалентно перемещению положительных зарядов.

Чтобы понять, как перемещаются дырки, рассмотрим рис. 13-1, на котором изображено для различных моментов времени несколько одних и тех же атомов, расположенных вдоль полупроводника. Пусть в некоторый начальный момент времени в крайнем атоме, расположенном слева, появилась дырка, вследствие того что из этого атома ушел электрон (рис. 13-1,*а*). Атом, в котором образовалась дырка, имеет положительный заряд и может притянуть к себе электрон из соседнего атома. Если в полупроводнике действует электрическое поле, т. е. к нему приложена разность потенциалов, то это поле стремится двигать электроны в направлении от более отрицательного потенциала к более положительному. Поэтому в следующий момент из соседнего атома, расположенного правее (в сторону более отрицательного потенциала), один электрон перейдет в первый атом и заполнит дырку, но зато новая дырка образуется во втором атоме (рис. 13-1,*б*). Далее, один

электрон из атома *3* перейдет в атом *2* и заполнит в нем дырку. Тогда дырка возникнет в атоме *3* (рис. 13-1,*в*).

Такой процесс будет продолжаться, и дырка за какой-то промежуток времени перейдет из крайнего левого атома в крайний правый. Иначе говоря, первоначально возникший в атоме *1* положительный заряд перейдет в атом *6* (рис. 13-1,*е*).

Как видно, при дырочной проводимости в действительности происходит перемещение электронов, но более огра-



Рис. 13-1. Принцип дырочной проводимости.

ниченное, нежели в случае электронной проводимости. Электроны переходят из данных атомов только в соседние атомы, и результатом этого является перемещение положительных зарядов — дырок — в направлении, противоположном движению электронов.

Можно привести следующую аналогию дырочной проводимости. Представим себе зал с рядами кресел, заполненных зрителями. Пусть один зритель из первого ряда встал и ушел, а на освободившееся кресло пересел зритель, сидевший до того во втором ряду. В свою очередь на кресло второго ряда, ставшее свободным, пересел зритель из третьего ряда и т. д. В конце концов, когда освободи-

лось место в предпоследнем ряду, на него перешел зритель из последнего ряда и в этом ряду одно кресло стало свободным. Таким образом, свободное место, аналогичное дырке, перешло из первого ряда в последний, хотя в действительности ни одно кресло не передвинулось. Все они оставались на своих местах. Пересаживались лишь зрители, аналогичные электронам, в пределах двух соседних рядов, и произошло все это потому, что ушел один зритель из первого ряда, а каждый следующий зритель стремился занять место ближе к сцене. Аналогично иллюстрацию электронной проводимости следует представить в виде перехода какого-то зрителя из последнего ряда через весь зал в первый ряд.

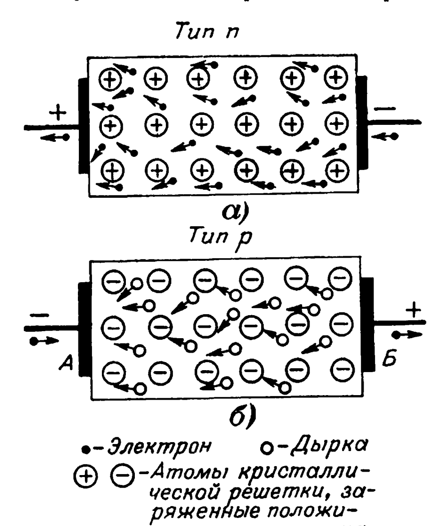


Рис. 13-2. Прохождение тока через полупроводники с электронной (*а*) и дырочной (*б*) проводимостью.

Прохождение тока через полупроводники с различными проводимостями показано на рис. 13-2, причем дырки изображены в виде кружочков, а электроны — в виде точек. В полупроводнике типа *n* (рис. 13-2,*а*) под действием э. д. с. источника в проводах, соединяющих полупроводник с источником, и самом полупроводнике движутся полусвободные электроны. При дырочной проводимости (рис. 13-2,*б*) в соединительных проводах по-прежнему движутся электроны, а в полупроводнике ток следует рассматривать как перемещение дырок. Электроны с отрицательного полюса *А* поступают в полупроводник и заполняют пришедшие к этому полюсу дырки. Такое объединение электронов с дырками называют р е к о м б и н а ц и е й. К положительному полюсу *Б* приходят электроны из соседних частей полупроводника, и в этих частях образуются дырки, которые перемещаются от правого края к левому.

В одном и том же полупроводнике электронная или ды-

рочная проводимость может быть получена путем добавления различных примесей. Например, германий, широко используемый в современных полупроводниковых приборах, будет обладать проводимостью типа *n*, если к нему добавить такие вещества, как сурьма или мышьяк. Атомы этих веществ, взаимодействуя с атомами германия, легко теряют по одному электрону. В результате получается большое количество полусвободных электронов. Примеси, у которых атомы отдают свои электроны, называют д о н о р а м и или д о н а т о р а м и. Если же германий содержит примеси индия или алюминия, то их атомы, наоборот, отнимают электроны от атомов германия, и тогда образуются дырки. Вещества-примеси, создающие дырочную проводимость, принято называть а к ц е п т о р а м и («захватчиками»).

Следует иметь в виду, что практически не существуют полупроводники с чисто электронной или чисто дырочной проводимостью. Всякий полупроводник обычно имеет ту и другую проводимость, но одна из них преобладает. Например, у полупроводника типа *p* главную роль играет дырочная проводимость, но вместе с тем в прохождении тока некоторое участие принимает и электронная проводимость.

Чистые полупроводники обладают некоторой собственной проводимостью, которую в отличие от проводимости, обусловленной наличием примесей, обозначают буквой *i*. При весьма низкой температуре чистый полупроводник практически является диэлектриком. Но при повышении температуры проводимость его возрастает, так как все большее количество электронов, бывших ранее связанными, т. е. находившихся в заполненной электрической зоне (см. § 3-1), переходит в полусвободное состояние, т. е. в зону проводимости. Такой переход электронов сопровождается возникновением соответствующего количества дырок.

В 1 *см*³ германия или кремния содержится около 10^{22} атомов. Если температура равна 20° С, то в каждом кубическом сантиметре германия возникает 10^{13} полусвободных электронов и столько же дырок. Для кремния это число равно 10^{11}. Следовательно, в чистом полупроводнике число носителей зарядов, способных своим перемещением образовать ток, составляет миллионные и миллиардные доли процента общего числа атомов.

Здесь следует напомнить, что в металлических проводниках все электроны внешних оболочек атомов являются

полусвободными и могут перемещаться вдоль проводника. Таким образом, в металлах число полусвободных электронов равно числу атомов или больше его. Поэтому проводимость металлов в миллионы и миллиарды раз больше, чем у полупроводников.

Полупроводник, совершенно не содержащий примесей, обладает только собственной проводимостью. При наличии примесей будет существовать как собственная проводимость *i*, так и примесная проводимость типа *p* или *n* в зависимости от рода примеси. Чтобы примесная проводимость преобладала, очевидно, надо в каждом кубическом сантиметре полупроводника иметь число атомов примеси, превышающее число собственных носителей заряда.

Например, для германия при комнатной температуре число атомов примеси должно быть больше 10^{13} на каждый кубический сантиметр, в котором содержится 10^{22} атомов германия.

Как видно, ничтожное количество примеси (для германия — более одного атома примеси на миллиард атомов самого германия или миллионные доли процента примеси) существенно изменяет характер и величину проводимости полупроводника. Ясно, что получение полупроводников с таким малым и вполне определенным содержанием примесей является весьма сложным процессом. Особенно трудно получить относительно чистый полупроводник, так как допускается не более одного атома на 10 млрд. атомов для чистого германия и не более одного атома на 100 млрд. атомов для чистого кремния

13-3. ВЫПРЯМЛЕНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОМ ПЕРЕХОДЕ

Область на границе двух полупроводников с различными типами проводимостей называется электронно-дырочным или *p-n*-переходом. Под *p-n*-переходом следует понимать некоторую область, расположенную по обе стороны от границы, хотя толщина этой области достаточно мала.

Электронно-дырочный переход обладает свойством несимметричной проводимости, т. е. является нелинейным сопротивлением, и поэтому используется для выпрямления переменного тока. На рис. 13-3 показано прохождение тока через контакт двух полупроводников с разными проводимостями, например германия *p* и германия *n*.

Для рассмотрения происходящих при этом процессов будем пока считать, что левый полупроводник обладает чисто дырочной проводимостью, а правый — чисто электронной. Пусть внешнее напряжение приложено так, что полупроводник *p* находится под положительным потенциалом, а полупроводник *n*—под отрицательным (рис. 13-3,*а*). Это напряжение называют **прямым**. Под действием такого напряжения электроны в полупроводнике *n* движутся к границе *АБ* и далее проникают в область *p*, а навстречу им в полупроводнике *p* перемещаются дырки, которые

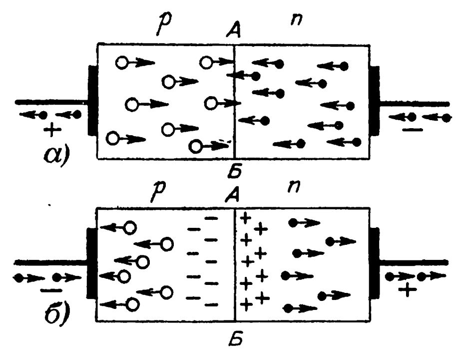


Рис. 13-3. Прохождение тока через контакт двух полупроводников с различными проводимостями.

проникают в область *n*. Встречаясь, электроны и дырки рекомбинируют.

Во внешних проводах движутся, конечно, только электроны. Они перемещаются в направлении от минуса источника к полупроводнику *n* и компенсируют убыль электронов, рекомбинирующих с дырками. А из полупроводника *p* электроны уходят в направлении к плюсу источника, и в этом полупроводнике образуются все новые и новые дырки. Описанный процесс происходит непрерывно и, следовательно, непрерывно проходит ток. Его называют **прямым током**. Сопротивление *p-n*-перехода для прямого тока весьма невелико. Иначе говоря, значительный прямой ток может быть получен при сравнительно небольшом прямом напряжении.

При напряжении обратной полярности наблюдается совсем другой процесс (рис. 13-3,*б*). В этом случае электроны в полупроводнике *n* движутся по направлению к положительному полюсу источника, т. е. удаляются от

p-n-перехода. А в полупроводнике *p* точно так же движутся и удаляются от *p-n*-перехода дырки. Подходя к левому электроду, они рекомбинируют с электронами, прибывающими из провода, соединяющего этот электрод с отрицательным полюсом источника.

Вследствие того что из полупроводника *n* уходят в каком-то количестве электроны, он заряжается положительно, так как в нем остаются положительно заряженные атомы. Это те самые атомы примеси (например, мышьяка), которые, отдавая свои электроны, создавали у германия электронную проводимость. Подобно этому полупроводник *p* заряжается отрицательно, так как из него «уходят» дырки (строго говоря, в него приходят электроны, заполняющие дырки).

Однако движение электронов и дырок в противоположные стороны, в результате которого они удаляются друг от друга, продолжается лишь малый промежуток времени. Такой кратковременный ток имеет сходство с зарядным током конденсатора. По обе стороны от *p-n*-перехода возникают два разноименных объемных заряда, и как только разность потенциалов между ними станет равной э. д. с. источника *E*, дальнейшее движение зарядов прекратится. Вся система будет подобна заряженному конденсатору. Сопротивление *p-n*-перехода в этом случае бесконечно велико. Принято говорить, что на границе двух различных полупроводников образуется так называемый запирающий (или запорный) слой.

Практически при обратном напряжении сопротивление запирающего слоя не бывает бесконечно большим и некоторый обратный ток все же проходит. Он возникает вследствие того, что в каждом полупроводнике за счет тепловых процессов возникают в некотором сравнительно небольшом количестве полусвободные электроны и дырки. Обратный ток $I_{обр}$ во много раз меньше прямого тока $I_{пр}$. Иначе говоря, обратное сопротивление $R_{обр}$ не бесконечно велико, но во много раз больше сопротивления в прямом направлении $R_{пр}$. Следует отметить, что уже при сравнительно небольшом напряжении обратный ток достигает примерно постоянной величины, которую можно назвать током насыщения. Это объясняется тем, что в полупроводниках количество носителей, образующих своим движением обратный ток (электронов в *p*-области и дырок в *n*-области), ограничено. С повышением температуры

количество таких неосновных носителей возрастает и обратный ток увеличивается, а следовательно, обратное сопротивление уменьшается.

Реальный *p-n*-переход при обратном напряжении напоминает конденсатор с плохим диэлектриком, в котором имеется ток утечки. При заряде такого конденсатора сначала в течение короткого промежутка времени проходит зарядный ток значительной величины, а затем будет существовать лишь небольшой ток утечки. Но в отличие от тока утечки конденсатора, который пропорционален приложенному напряжению, обратный ток *p-n*-перехода сравнительно мало зависит от напряжения.

Надо сказать, что и при прямом напряжении *p-n*-переход обладает некоторой емкостью, но она шунтируется малым сопротивлением перехода.

По современным воззрениям в *p-n*-переходе запирающий слой образуется даже при отсутствии приложенного внешнего напряжения. Действительно, если имеется контакт *p*- и *n*-германия (рис. 13-4,*а*), то в германии *n* имеется много полусвободных электронов (основных носителей) и мало дырок (неосновных носителей), а в германии *p*, наоборот, много дырок, но мало полусвободных электронов. Вследствие беспорядочного теплового движения носителей происходит их диффузия (проникновение) из одного полупроводника в другой. Из германия *n* в германий *p* диффундируют электроны, в обратном направлении диффундируют дырки. По обе стороны границы раздела создаются объемные разноименные заряды: положительный — в германии *n* и отрицательный — в германии *p*. Распределение плотности этих зарядов ρ показано на графике на рис. 13-4,*б*. Между зарядами возникает так называемая контактная разность потенциалов и будет действовать электрическое поле, препятствующее дальнейшей диффузии носителей.

Графики на рис. 13-4,*в* и *г* изображают распределение потенциала φ и напряженности поля E по обе стороны *p-n*-перехода, причем потенциал полупроводника типа *p* принят условно за нулевой. Как видим, в *p-n*-переходе возникает потенциальный барьер, который большинство носителей не может преодолеть. Но все же переход через границу в сравнительно небольшом количестве электронов и дырок в противоположных направлениях наблюдается и в установившемся состоянии, так как при беспорядочном тепловом движении носителей среди них всегда найдутся

имеющие энергию, достаточную для преодоления контактной разности потенциалов. Таким образом, показанное на рис. 13-4 состояние перехода находится в динамическом равновесии.

Пограничные слои *АБ* и *БВ* у *p-n*-перехода имеют уменьшенное количество основных носителей, и их сопро-

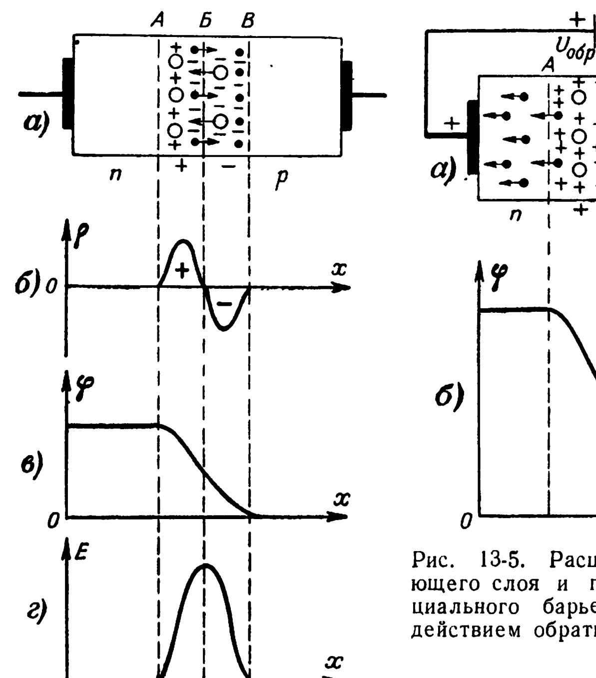


Рис. 13-4. Образование запирающего слоя (*АВ*) в контакте двух полупроводников (*а*); распределение в нем плотности объемного заряда (*б*), потенциала (*в*) и напряженности поля (*г*)

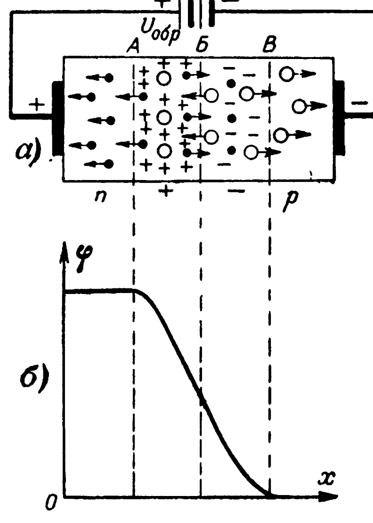


Рис. 13-5. Расширение запирающего слоя и повышение потенциального барьера в нем под действием обратного напряжения.

тивление выше, чем у остальной части полупроводника. Совокупность этих слоев, т. е. вся область *АВ*, и является запирающим слоем.

Если приложить к *p-n*-переходу внешнее напряжение обратной полярности $U_{обр}$ (рис. 13-5,*а*), то поле, создаваемое этим напряжением, сложится с внутренним полем контактной разности потенциалов. Результирующее поле усилится, и потенциальный барьер станет выше (рис. 13-5,*б*). Переход носителей через границу еще более затруднится. Кроме того, под действием внешней разности потенциалов основные носители в обоих полупровод-

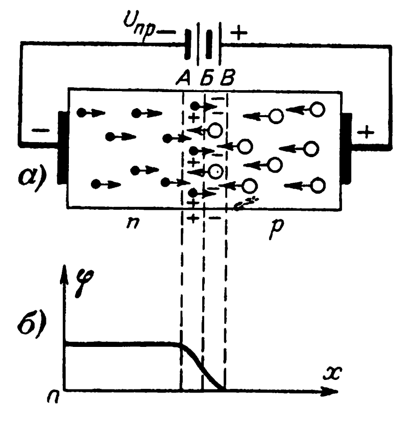


Рис. 13-6. Уменьшение толщины запирающего слоя и понижение потенциального барьера в нем под действием прямого напряжения.

никах будут удаляться от границы. Следовательно, запирающий слой станет толще и его сопротивление возрастет.

Если же приложить к *p-n*-переходу внешнее напряжение в прямом направлении (рис. 13-6,*а*), то создаваемое им поле будет направлено навстречу внутреннему полю. Результирующее поле в *p-n*-переходе станет слабее, и потенциальный барьер понизится (рис. 13-6,*б*). Основным носителям теперь легче переходить через границу, и они, заполняя запирающий слой, уменьшают его толщину. Сопротивление запирающего слоя резко уменьшается, и при некотором значении приложенного напряжения он вообще исчезает.

13-4. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

Нелинейные свойства полупроводникового диода хорошо видны при рассмотрении его вольт-амперной характеристики, пример которой для диода небольшой мощности дан на рис. 13-7. Она показывает, что прямой ток в десятки миллиампер получается при прямом напряжении всего лишь порядка десятых долей вольта. Поэтому прямое сопротивление имеет обычно величину не выше десятков ом. Для более мощных вентилей прямой ток составляет сотни миллиампер и больше при таком же малом напряжении, а $R_{пр}$ соответственно снижается до единиц ом и меньше.

Участок характеристики для обратного тока, имеющего малую величину по сравнению с прямым током, обычно показывают в другом масштабе, что и сделано на рис. 13-7. Как видно, обратный ток при обратном напряжении в десятки вольт составляет всего лишь доли миллиампера. Это соответствует обратному сопротивлению в десятки килоом. У различных типов полупроводниковых диодов $R_{обр}$ может иметь значения от единиц до сотен килоом и больше.

Чрезмерно увеличивать обратное напряжение нельзя. Если оно превысит максимально допустимую для данного прибора величину, то запирающий слой пробьется. При этом его сопротивление резко уменьшается и обратный ток сильно возрастает. На рис. 13-7 пунктиром показан ход характеристики для случая, когда наступает пробой.

Полупроводниковые диоды иногда характеризуют величиной коэффициента выпрямления $k_в$, под которым понимают отношение прямого тока к обратному или обратного сопротивления к прямому при определенных одинаковых значениях прямого и обратного напряжений:

$$k_в = \frac{I_{пр}}{I_{обр}} = \frac{R_{обр}}{R_{пр}}. \qquad (13\text{-}1)$$

Но вследствие нелинейности вольт-амперной характеристики величина $k_в$ весьма непостоянна. В последнее время коэффициентом выпрямления обычно не пользуются, а просто указывают величины $I_{пр}$ и $I_{обр}$ для определенных значений прямого и обратного напряжений или приводят характеристику диода, которая дает наиболее полное представление о его выпрямляющих свойствах.

Следует иметь в виду, что характеристики полупроводниковых диодов сильно зависят от температуры. С повышением температуры возрастают прямой и обратный токи, причем последний в большей степени. Так, например, при нагревании германиевого диода до 70° С обратный ток увеличивается в 3 раза и более. Это приводит к ухудшению выпрямляющего действия. При значительном понижении температуры оба тока снижаются, но обратный ток в меньшей степени, за счет чего выпрямляющие свойства также несколько ухудшаются.

Широко применяемые в выпрямителях для питания радиоаппаратуры купроксные и селеновые вентили работают также на принципе образования запирающего слоя в *p-n*-переходе. У купроксных вентилей закись меди, нанесенная на медный электрод, имеет дырочную проводимость. Но в процессе изготовления вентиля между закисью меди и медью образуется слой, обладающий электронной проводимостью. Выпрямление переменного тока получается на границе этого слоя и закиси меди (рис. 13-8,*а*).

Выпуск купроксных вентилей в настоящее время прекращен, так как значительно лучшими качествами обладают селеновые выпрямители. В них селен, расположенный

на алюминиевом основании, имеет дырочную проводимость. Легкоплавкий металл, нанесенный на селен, содержит кадмий. Последний, соединяясь химически с селеном, образует полупроводниковый слой с электронной проводимостью. Граница этого слоя с селеном является *p-n*-переходом (рис. 13-8,*б*).

Селеновые выпрямители, выпускаемые у нас, могут применяться на частотах до 850 *гц*. Они собираются из от-

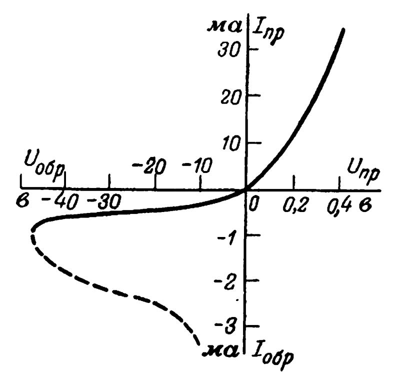


Рис. 13-7. Вольт-амперная характеристика полупроводникового диода.

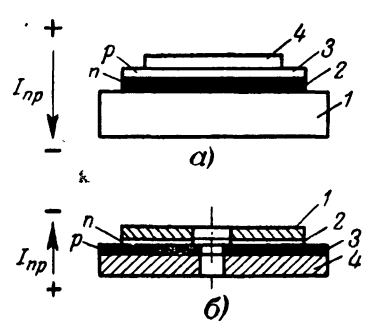


Рис. 13-8. Полупроводниковые вентили.

а — устройство купроксного вентиля (*1* — медь; *2* — запирающий слой; *3* — закись меди; *4* — верхний электрод); *б* — устройство селенового вентиля (*1* — катодный сплав; *2* — запирающий слой; *3* — селен; *4* — алюминий или сталь — анод).

дельных выпрямительных элементов (вентилей) в виде шайб или таблет. Для малых выпрямленных токов до 6 *ма* применяются круглые таблеты диаметром 5 и 7,2 *мм*. Столбики для выпрямления более высоких напряжений, составленные из таких таблет, заключаются в пластмассовые футляры с выводами. Выпрямители на большие токи собираются из квадратных шайб размерами 15×15 *мм*² и более и скрепляются шпильками. Ранее применялись шайбы круглой формы. Для различных выпрямительных схем селеновые столбики собираются по различным схемам, причем выводы размечены цветами: красным и синим — соответственно плюс и минус выпрямленного напряжения, желтым — переменное напряжение.

В настоящее время выпускаются вентили двух типов: на обратное напряжение до 18 *в* и до 26 *в*. Они могут работать при температурах от —60 до +60° С и имеют срок службы не менее 10 000 *ч*. В обозначении селеновых выпрямителей на первом месте стоят буквы АВС, что означает

«алюминиевый выпрямитель селеновый» (ранее выпускались также вентили на стальном основании, имевшие в обозначении буквы ВС). Далее указываются сторона квадратной шайбы или диаметр круглой шайбы в миллиметрах, а затем — номер, присвоенный данному выпрямителю, например АВС-15-60. Для маломощных выпрямителей из таблет применяется также обозначение, в котором после букв АВС ставятся средняя величина выпрямленного тока в миллиамперах, затем подводимое переменное напряжение в вольтах и, наконец, буква «м» (малогабаритный), например АВС-6-270м.

Выпускаются также пакетные селеновые выпрямители прямоугольной формы АВС-80-260 и АВС-120-270, собранные по мостовой схеме. Они рассчитаны соответственно на выпрямленный ток 80 и 120 *ма* и подводимое переменное напряжение 260 и 270 *в*. Пределы их рабочей температуры от —40 до +40° С и срок службы у них не менее 2 000 *ч*.

Особенно большое и все расширяющееся применение в современной радиоэлектронике получили германиевые и кремниевые диоды. Они делятся на два типа: плоскостные и точечные. Плоскостные диоды, иногда называемые силовыми, применяются в выпрямительных устройствах. В этих диодах *p-n*-переход имеет относительно большую площадь, что позволяет выпрямлять токи значительной мощности. Однако плоскостные диоды обладают довольно большой собственной емкостью (до 20 *пф* и более), и поэтому они предназначены для работы на частотах не выше 50 *кгц*.

Основными параметрами выпрямительных полупроводниковых диодов являются следующие величины:

1) максимально допустимый выпрямленный ток $I_{=\text{макс}}$; эта величина представляет собой среднее значение или постоянную составляющую выпрямленного пульсирующего тока;

2) падение напряжения $U_{\text{пр}}$ на диоде при токе $I_{=\text{макс}}$;

3) максимально допустимое обратное напряжение $U_{\text{обр.макс}}$;

4) максимальный обратный ток $I_{\text{обр.макс}}$ при напряжении $U_{\text{обр.макс}}$.

Эти и другие параметры обычно указываются для работы диодов при температуре 15—25° С.

На рис. 13-9,*а* и *б* показаны устройство и внешний вид широко распространенных у нас плоскостных германиевых

диодов типа ДГ-Ц. В металлическом корпусе находится пластинка (кристалл) германия с электронной проводимостью. Она припаяна к металлическому основанию, имеющему контакт с корпусом. С другой стороны в германий вплавляется индий, создающий область с дырочной проводимостью. К индию припаивается вывод, проходящий через стеклянный изолятор, впаянный в корпус. Наружные выводы сделаны в виде ленточек. Размеры диодов показаны на рисунке.

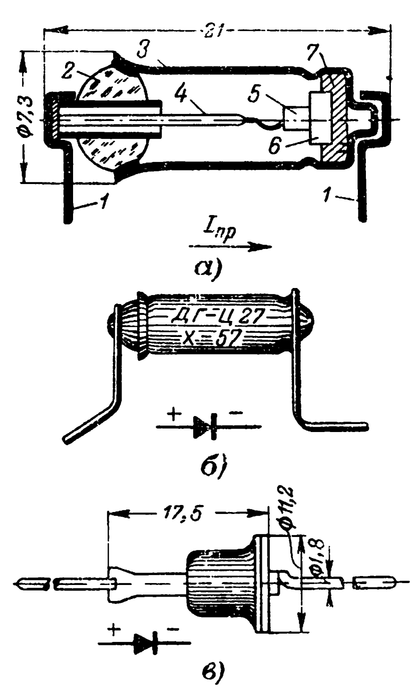


Рис. 13-9. Плоскостные германиевые диоды.

а — устройство диода типа ДГ-Ц (*1* — выводы; *2* — стекло; *3* — корпус; *4* — токосниматель; *5* — индий; *6* — германий; *7* — кристаллодержатель); *б* и *в* — внешние виды диодов ДГ-Ц и Д7.

Подобные диоды выпускались семи типов от ДГ-Ц21 до ДГ-Ц27. Эти диоды имеют $I_{=макс=}$ от 100 до 300 *ма*; $U_{пр} = 0{,}3 - 0{,}5$ *в*; $I_{обр\ макс}$ от 0,3 до 0,5 *ма*, а $U_{обр.макс}$ у них соответственно равно 50, 100, 150, 200, 300, 350 и 400 *в*. Обратное пробивное напряжение у всех диодов составляет не менее $1{,}5U_{обр.макс}$. В течение короткого промежутка времени (0,1 *сек*) диоды допускают импульс тока до 25 *а*. Все эти диоды могут применяться при температурах окружающего воздуха от −60 до +70° С. Однако отклонение температуры в обе стороны от +20° С приводит к ухудшению выпрямляющих свойств. Кроме того, при температурах выше 20° С во избежание перегрузки диода следует уменьшать выпрямляемое переменное напряжение или выпрямленный ток. Работа при температурах выше 70° С может привести к порче диода.

В дальнейшем были выпущены плоскостные германиевые диоды семи новых типов, имеющие наименования от

Д7А до Д7Ж. По своим параметрам они аналогичны соответственно диодам ДГ-Ц21÷ДГ-Ц27, но заключены в металлический корпус уменьшенных размеров (рис. 13-9,*е*).

Сейчас наша промышленность выпускает ряд новых диодов. Их обозначения состоят из двух или трех элементов. Первый элемент — буква Д. Второй элемент — номер, присвоенный данному типу прибора. Плоскостные кремниевые диоды для работы при повышенной температуре имеют номера 201—300, а плоскостные германиевые диоды

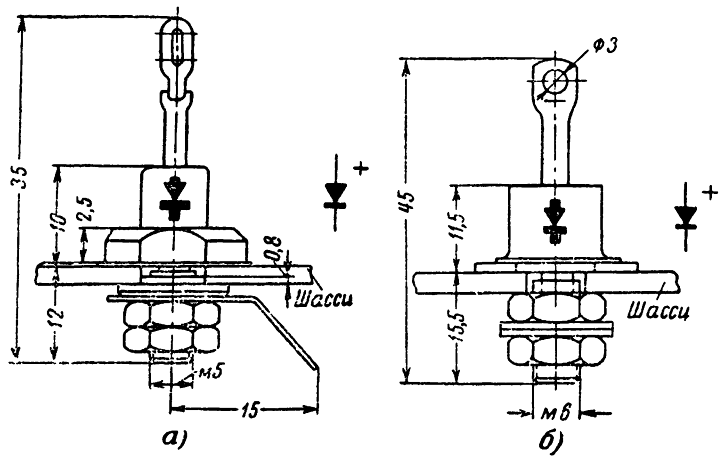


Рис. 13-10. Кремниевые диоды Д202 — Д205 (*а*) и германиевые диоды Д302 — Д305 (*б*).

для работы в обычных температурных условиях — 301—400. Третий элемент — буква, указывающая разновидность типа прибора (если данный тип разновидностей не имеет, то буква не ставится).

Четыре новых типа кремниевых диодов: Д202, Д203, Д204 и Д205 предназначены для выпрямления переменного тока с частотой до 50 *кгц* и могут работать при температурах от — 60 до + 125° С. Они оформлены в металлическом герметичном корпусе с винтом для крепления на теплоотводящем шасси (рис. 13-10, *а*). При окружающей температуре 125° С и наличии шасси $I_{=\text{макс}}$ составляет 400 *ма*, без шасси — 200 *ма*. Величины $U_{\text{обр.макс}}$ для этих диодов соответственно 100, 200, 300 и 400 *в* при $I_{\text{обр макс}} = 0,5$ *ма*. Напряжение $U_{\text{пр}}$ при выпрямленном токе 400 *ма* не более 1,5 *в*.

Новые германиевые диоды Д302, Д303, Д304 и Д305 по внешнему оформлению сходны с диодами Д202—Д205, но несколько больше по размерам (рис. 13-10,*б*). Рабочая температура для них от —60 до +70° С. Параметры этих диодов таковы: $I_{=макс}$ соответственно 1, 3, 5 и 10 *а*; $U_{обр.макс}$ составляет 200, 150, 100 и 50 *в*; $I_{обр.макс}$ от 1 до 3 *ма*, а $U''_{пр}$ при номинальном токе не превышает 0,3 *в*.

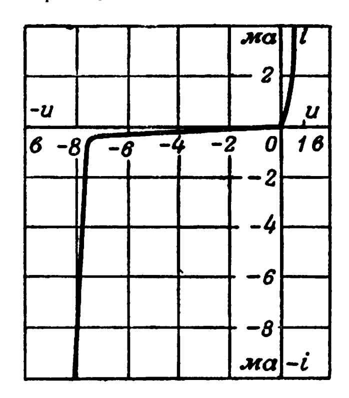


Рис. 13-11. Вольт-амперная характеристика одного из кремниевых стабилитронов.

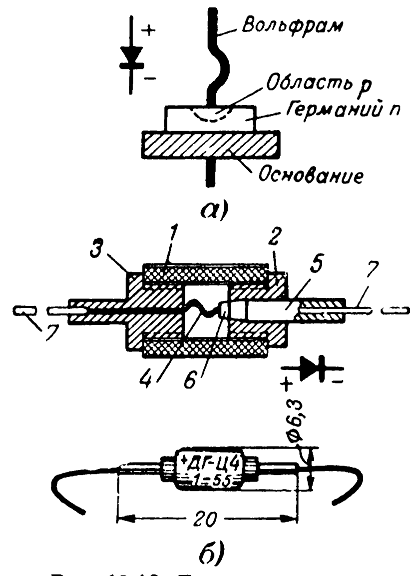


Рис. 13-12. Точечные диоды.

а — принцип устройства диода; *б* и *в* — устройство и внешний вид точечных диодов ДГ-Ц (*1* — керамический патрон; *2* и *3* — металлические фланцы; *4* — контактная пружинка; *5* — кристаллодержатель; *6* — германий; *7* — выводы).

Помимо отдельных диодов, выпускаются также германиевые выпрямительные столбы Д1001, Д1001А, Д1002, Д1002А и Д1003А, работающие на частотах до 20 *кгц* и оформленные в металлическом корпусе прямоугольной формы, залитом эпоксидной смолой. Наибольшая допустимая температура корпуса +80° С. Величина $U_{пр}$ у германиевых столбов равна соответственно 6,5; 3,5; 7,5; 4 и 2 *в*. Столбы с буквой А в обозначении имеют две самостоятельные изолированные ветви. Ток $I_{=макс}$ для каждой ветви составляет 100 *ма* у Д1001 и Д1001А и 300 *ма* у остальных. Напряжение $U_{обр.макс}$ равно 2 *кв* для Д1001 и Д1002, 1 *кв* для Д1001А и Д1002А, 0,5 *кв* для Д1003А. Обратный ток не превышает 150 *мка* для первых двух типов и 300 *мка* для последних трех.

Особую группу плоскостных диодов составляют кремниевые стабилитроны, выпускающиеся у нас под названиями Д808, Д809, Д810, Д811 и Д813. Нормальным режимом для них является работа при обратном напряжении. Примерная вольт-амперная характеристика таких стабилитронов приведена на рис. 13-11. Как видно, в довольно широких пределах изменений величины обратного тока обратное напряжение остается почти постоянным. Такой режим предшествует явлению необратимого пробоя и представляет собой обратимый пробой, при котором наблюдается лавинообразное увеличение числа неосновных носителей, создающих резко возрастающий обратный ток. Имеется также теория, разработанная Зинером, согласно которой рассматриваемый режим объясняется электростатической (автоэлектронной) эмиссией в *p-n*-переходе, но в настоящее время более правильной считается теория лавинного пробоя. Схемы включения кремниевых стабилитронов аналогичны схемам использования ионных стабилитронов. В отличие от последних кремниевые стабилитроны могут быть изготовлены на напряжения и токи в более широком диапазоне (примерно 5—1 000 *в* и 1 *мка*—1 *а*).

Наши кремниевые стабилитроны оформлены в металлическом герметичном корпусе по рис. 13-9,*в*, но меньших размеров и могут работать при температурах от —60 до +125° С. При температуре 20±5° С параметры этих стабилитронов соответственно таковы: напряжение стабилизации в пределах 7—8,5; 8—9,5; 9—10,5; 10—12 и 11,5—14; рабочий ток 5 *ма*; наибольший ток от 33 *ма* для Д808 до 20 *ма* для Д813; допустимая мощность потерь 280 *мвт*; сопротивление при обратном напряжении 1 *в* не менее 10 *Мом*. С повышением температуры напряжение стабилизации несколько повышается и должна быть понижена допустимая мощность рассеяния. В прямом направлении падение напряжения составляет 1 *в* при прямом токе 50 *ма*.

Полупроводниковые точечные диоды являются менее мощными, нежели плоскостные, но зато они имеют малую емкость (не более 1 *пф*) и поэтому могут применяться на весьма высоких частотах. Принцип устройства точечного германиевого диода показан на рис. 13-12,*а*. С пластинкой германия имеет контакт вольфрамовая проволочка. Германий применяется с электронной проводимостью, но в процессе так называемой формовки диода около контакта с проволочкой образуется небольшая область с дырочной проводимостью. Таким образом, в точечном диоде, как и

в плоскостном, выпрямление происходит на границе полупроводников типов p и n, т. е. принципиальной разницы между плоскостными и точечными диодами нет. Вследствие того что в точечных диодах площадь p-n-перехода очень мала, они пригодны для сравнительно малых токов, но зато обладают и меньшей емкостью по сравнению с плоскостными диодами.

На рис. 13-12,*б* изображены устройство и внешний вид точечных германиевых диодов типа ДГ-Ц, выпущенных в большом количестве нашей промышленностью. Кристалл германия имеет полированную поверхность площадью около 1 *мм*². Вольфрамовая проволочка диаметром около 0,1 *мм* остро отточенным концом упирается в германий. Площадь соприкосновения составляет несколько квадратных микрон. Диод заключен в керамический патрон с металлическими фланцами. Выводы сделаны из проволоки. Точечные диоды характеризуются такими же параметрами, как и плоскостные. Кроме того, для них еще обычно указывают прямой ток $I_{пр}$ при напряжении 1 *в*.

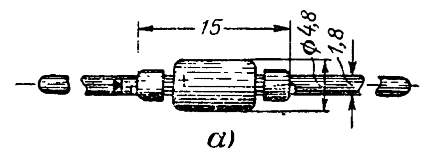
Широкое применение имели германиевые точечные диоды, имеющие наименования от ДГ-Ц1 до ДГ-Ц16 (ДГ-Ц3 и ДГ-Ц11 не выпускались). Они рассчитаны на ток $I_{=макс}$ до 16 *ма* (ДГ-Ц8 — до 24 *ма*). Величины $U_{обр.макс}$ и $I_{обр.макс}$ у разных диодов имеют значения 30 — 200 *в* и 0,06 — 1 *ма*. Прямой ток у них 1 — 10 *ма*. В течение 1 *сек* допускается кратковременный импульс тока до 300 *ма* (для ДГ-Ц8 — до 500 *ма*). Нормальная температура для диодов 15—25° С, но они могут работать в пределах от — 50 до + 70° С. Все эти диоды применяются для выпрямления переменного тока, в измерительной аппаратуре, в качестве детекторов и ограничителей и во многих других случаях.

По новой системе обозначения точечных диодов имеют после буквы Д номера 1—100 для германиевых диодов, работающих в нормальных температурных условиях, и номера 101—200 для кремниевых диодов, работающих при повышенной температуре. Если данный тип диода имеет различные подтипы, то в конце обозначения ставится еще буква.

В настоящее время выпущено много новых типов точечных диодов. Германиевые диоды с наименованиями Д2А—Д2Ж в металло-стеклянных корпусах (рис. 13-13,*а*) заменили диоды ДГ-Ц1—ДГ-Ц16. В миниатюрных стеклянных

корпусах (рис. 13-13,*б*) оформлены германиевые диоды Д1А—Д1Ж и Д9А—Д9Ж. Все эти диоды применяются в детекторных каскадах, ограничителях, цепях автоматических регулировок, счетных устройствах, преобразователях частоты, маломощных выпрямителях и других схемах. Рабочая частота для Д1 и Д2 — до 150 *Мгц*, для Д9 — до 40 *Мгц*. Диапазон рабочих температур от —60 до +70° С.

Для тех же схем могут применяться германиевые точечные диоды Д10, Д10А, Д10Б, Д11, Д12,



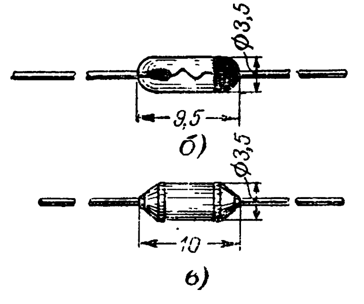


Рис. 13-13. Внешний вид точечных германиевых диодов Д2 (*а*), Д1 и Д9 (*б*) и кремниевых диодов Д101 — Д103 (*в*).

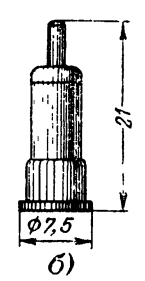


Рис. 13-14. Внешний вид точечных диодов для дециметровых и сантиметровых волн.

Д12А, Д13, Д14 и Д14А. Они оформлены в металло-стеклянных корпусах по рис. 13-13,*а* и предназначены для частот до 100—150 *Мгц*. Выпущены также кремниевые точечные диоды Д101, Д101А, Д102, Д102А, Д103, Д103А, которые могут работать на частотах до 600 *Мгц* и при температурах окружающей среды до +150° С. Эти диоды оформлены в миниатюрном металло-стеклянном корпусе (рис. 13-13,*в*), но временно выпускаются в корпусах по рис. 13-13,*а*.

Большое число различных типов точечных германиевых и кремниевых диодов выпускается для приемников и измерительных приборов, работающих в диапазонах сантиметровых и дециметровых волн. К ним относятся смесительные германиевые диоды ДГ-С1—ДГ-С4, предназначенные для преобразования частоты в сантиметровом диапазоне волн. Эти диоды оформлены в керамическом патроне с короткими металлическими электродами (рис. 13-14,*а*). Бо-

лее новыми типами германиевых смесительных диодов являются Д403А, Д403Б, Д403В, Д602А и Д602Б, имеющие также оформление по рис. 13-14,*а*. В этом же оформлении выпущен германиевый диод Д401, предназначенный для модуляции в генераторах СВЧ и аппаратуре радиорелейных линий связи. Кремниевые смесительные диоды для диапазона сантиметровых волн с наименованиями ДК-С1—ДК-С4 оформлены в керамическом патроне по рис. 13-14,*б*, а диод ДК-С7 имеет устройство по рис. 13-14,*а*. Для детектирования в приемниках прямого усиления диапазона СВЧ предназначены кремниевые диоды ДК-В5, ДК-В6, ДК-В7 и Д603, оформленные по рис. 13-14,*б*, а также ДК-В1—ДК-В4, Д3А и Д3Б, имеющие конструкцию по рис. 13-14,*а*. Специально для измерительной аппаратуры выпускались также кремниевые диоды ДК-И1 и ДК-И2. Все точечные германиевые и кремниевые диоды, предназначенные для сантиметрового диапазона волн, конечно, могут успешно работать и на более длинных волнах.

13-5. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ТРИОДЫ—ТРАНЗИСТОРЫ

Транзисторы, т. е. полупроводниковые или кристаллические триоды, применяющиеся в усилителях, приемниках, генераторах и других устройствах, также разделяются на плоскостные и точечные. Принцип их работы удобнее всего рассмотреть на примере плоскостного транзистора. Схематически его устройство показано на рис. 13-15,*а*. Он представляет собой пластинку германия или другого полупроводника, в которой созданы три области различных проводимостей. Для примера взят транзистор типа *n-p-n*, имеющий среднюю область с дырочной проводимостью, а две крайние области — с электронной проводимостью. Широкое применение имеют также транзисторы типа *p-n-p*, в которых дырочной проводимостью обладают две крайние области. Физические процессы в транзисторах обоих типов аналогичны.

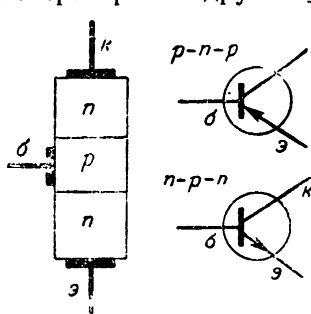


Рис. 13-15. Принцип устройства транзистора (*а*) и изображение транзисторов на схемах (*б*).

Средняя область транзистора называется **базой** или **основанием** (иногда **управляющим электро-**

дом). Одна крайняя область называется **эмиттером**, другая — **коллектором**. Как видно, в транзисторе имеются два *p-n*-перехода: **эмиттерный** и **коллекторный**. Расстояние между ними обычно бывает очень малым, порядка 10—20 *мк* и менее. Таким образом, область базы представляет собой очень тонкий слой. Это является важнейшим условием для работы транзистора. С помощью металлических электродов от базы, эмиттера и коллектора сделаны выводы.

Чтобы различать величины, относящиеся к базе, эмиттеру и коллектору, применяют индексы в виде букв б, э и к. Токи в проводах базы, эмиттера и коллектора обозначаются соответственно $I_б$, $I_э$, $I_к$. А напряжения между электродами во избежание путаницы следует обозначать с двойными индексами, например напряжения между базой и эмиттером и между коллектором и базой соответственно обозначаются $U_{б.э}$ и $U_{к.б}$. Условные схематические изображения транзисторов *p-n-p* и *n-p-n* показаны на рис. 13-15,*б*.

В схему для усиления колебаний транзистор всегда включается таким образом, что образуются две цепи. **Входная**, или **управляющая**, цепь аналогична сеточной цепи вакуумного триода. **Выходная**, или **управляемая**, цепь подобна анодной цепи электронной лампы. Источник усиливаемых колебаний включается во входную цепь, а в выходную цепь должно быть включено нагрузочное сопротивление, на котором получается усиленное напряжение. Для величин, относящихся к входной и выходной цепям, применяют соответственно индексы *1* и *2*. Поэтому токи и напряжения в этих цепях следует обозначать I_1, U_1, I_2, U_2.

И вакуумный триод и транзистор служат для усиления электрических колебаний, но физические процессы в них различны. Поэтому можно говорить лишь об аналогии между ними, но не о их полной эквивалентности. Как станет ясно из дальнейшего, эмиттер аналогичен катоду электронной лампы, коллектор — аноду, а базу следует считать аналогичной сетке.

Каскады усиления с электронными лампами бывают трех видов. Наиболее часто применяется каскад **с общим (или заземленным) катодом**, в котором катод лампы является точкой соединения, т. е. общей точкой сеточной и анодной цепей, и, как правило, заземляется. На ультракоротких волнах нередко применяется предложенный М. А. Бонч-Бруевичем усилительный каскад

с общей (или заземленной) сеткой. В нем общей точкой анодной и сеточной цепей служит сетка. Значительное распространение также получил катодный повторитель, в котором сопротивление нагрузки включено в провод катода, а анод заземлен по переменному напряжению. Таким образом, катодный повторитель представляет собой усилительный каскад с общим (или заземленным) анодом.

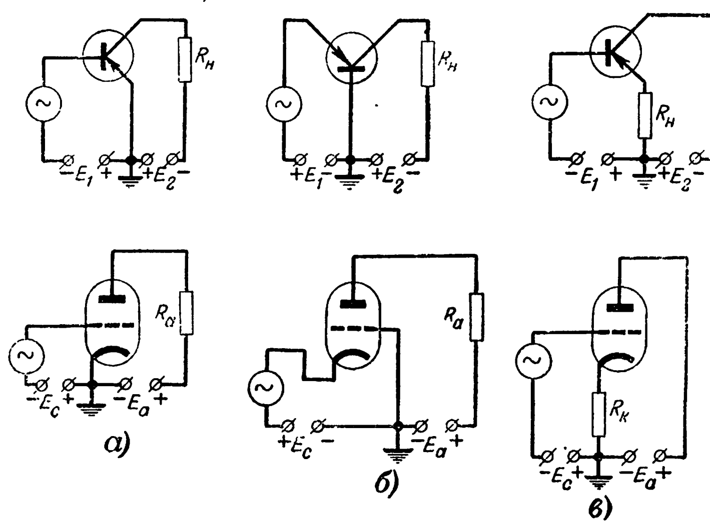


Рис. 13-16. Усилительные каскады с транзисторами и электронными лампами.

а — с общим эмиттером и заземленным катодом; *б* — с общей базой и заземленной сеткой; *в* — с общим коллектором (эмиттерный повторитель) и заземленным анодом (катодный повторитель).

В усилителях с транзисторами каскады также могут быть с общим эмиттером, общим коллектором и общей базой. Иначе, в их названиях вместо слов «с общим» говорят «с заземленным». Все они и аналогичные им схемы с электронными лампами приведены для сопоставления на рис. 13-16.

Различные типы усилительных каскадов имеют разные свойства, но принцип усиления колебаний в них, конечно, одинаков. Мы рассмотрим подробно работу транзистора в схеме с общим эмиттером. Этот усилитель имеет наиболее широкое применение, как и аналогичный ему обычный ламповый усилитель с заземленным катодом. Для усилителя с общим эмиттером входная цепь является цепью

базы, а выходная цепь — коллекторной. Поэтому для такой схемы

$$I_1 = I_б;\ U_1 = U_{б\,э};\ I_2 = I_к \text{ и } U_2 = U_{к\,э}.$$

Прежде всего следует выяснить, как работает транзистор (для примера взят транзистор типа *n-p-n*) в статическом режиме, когда во входную и выходную цепи включены только источники постоянных питающих напряжений E_1 и E_2. Схема с общим эмиттером для этого случая представлена на рис. 13-17,*а*. Полярность питающих напряжений должна быть такой, чтобы эмиттерный переход работал в прямом направлении, а коллекторный — в обратном.

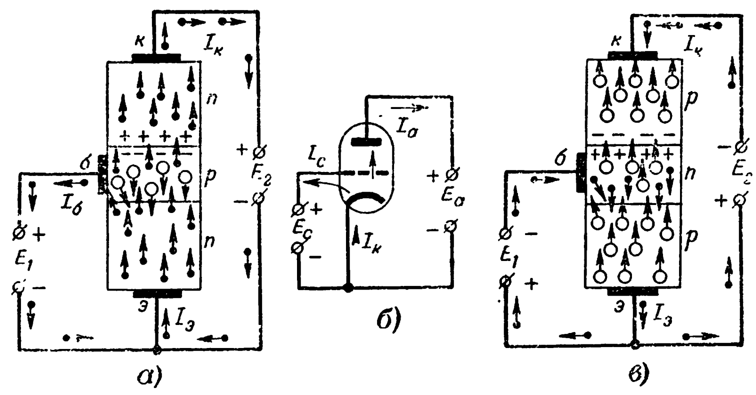


Рис. 13-17. Движение электронов и дырок в транзисторе, включенном по схеме с общим эмиттером (*а*), аналогичные токи в схеме с заземленным катодом электронной лампы (*б*) и движение электронов и дырок в транзисторе *p-n-p*, включенном по схеме с общим эмиттером (*в*).

Сопротивление эмиттерного перехода мало, и поэтому для получения нормального тока через этот переход достаточно иметь у источника E_1 напряжение порядка десятых долей вольта. Зато сопротивление коллекторного перехода весьма велико, и поэтому напряжение E_2 для получения необходимых токов $I_к$ берется всегда значительно большим, чем E_1. Обычно E_2 составляет единицы или десятки вольт.

Поскольку эмиттерный переход работает в прямом направлении, то его вольт-амперная характеристика представляет собой правую часть характеристики диода, изображенной на рис. 13-7. А у коллекторного перехода, ра-

ботающего в обратном направлении, вольт-амперная характеристика подобна левой части той же характеристики диода, соответствующей обратному напряжению.

Принцип работы транзистора заключается в том, что напряжение, приложенное к участку база—эмиттер, существенно влияет на ток коллектора: чем больше это напряжение, тем больше токи эмиттера и коллектора. При этом изменения тока коллектора оказываются лишь незначительно меньшими изменений тока эмиттера. Таким образом, напряжение участка база—эмиттер $U_{б.э}$, т. е. входное напряжение, управляет током коллектора. Усиление электрических колебаний с помощью транзистора основано именно на этом явлении. Рассмотрим его более подробно.

При увеличении входного напряжения $U_{бэ}$, приложенного к эмиттерному переходу в прямом направлении, соответственно возрастает ток через этот переход, т. е. ток эмиттера $I_э$. Электроны эмиттерного тока, пройдя через эмиттерный переход, движутся сквозь базу главным образом благодаря явлению диффузии и проникают в область коллекторного перехода, увеличивая тем самым ток коллектора. Коллекторный переход работает при обратном напряжении. В области этого перехода получаются значительные объемные заряды, показанные на рис. 13-17,*а* знаками + и —. В области *n* имеется положительный заряд, в области *p* — отрицательный. Между ними возникает электрическое поле. Оно способствует продвижению через коллекторный переход электронов, пришедших сюда сквозь базу от эмиттера, т. е. втягивает электроны в область коллекторного перехода.

Если толщина базы достаточно мала, то большинство этих электронов, пройдя через тонкий слой базы, не успевает рекомбинировать с дырками и достигает коллекторного перехода. Лишь небольшая часть электронов, прошедших через эмиттерный переход, рекомбинирует с дырками и образует ток $I_б$, протекающий в проводе базы. Но если база имеет значительную толщину, то бóльшая часть электронов эмиттерного тока, диффундируя через область базы, успеет рекомбинировать с дырками и не дойдет до коллекторного перехода. Тогда ток коллектора почти не сможет увеличиваться за счет электронов тока эмиттера, а будет наблюдаться лишь соответствующее увеличение тока базы.

Возрастание тока коллектора за счет тока эмиттера можно объяснить тем, что сопротивление коллекторного перехода зависит от величины тока эмиттера. Действительно, пусть в эмиттерном переходе не создан значительный ток. Тогда область коллекторного перехода имеет большое сопротивление, так как основные носители электрических зарядов удаляются от этого перехода в разные стороны. По обе стороны *p-n*-перехода создаются области, лишенные основных носителей. Вследствие этого коллекторный переход обладает высоким сопротивлением и через него протекает лишь небольшой обратный ток, образованный перемещением навстречу друг другу неосновных носителей, т. е. электронов из *p*-области и дырок из *n*-области.

Но если под действием входного напряжения будет создан значительный ток эмиттера, то в *p*-область со стороны эмиттерного перехода попадут электроны, которые для данной области являются дополнительными, неосновными носителями. Не успевая рекомбинировать с дырками при диффузии через область базы, они доходят до области коллекторного перехода. Чем больше ток эмиттера, тем больше дополнительных электронов приходит к коллекторному переходу и тем меньше становится его сопротивление. Соответственно увеличивается ток коллектора.

Данное одному из электродов транзистора название «эмиттер» подчеркивает, что электроны как бы эмиттируются из области электрода в базу. Такое явление в литературе часто называют терминами и н ъ е к ц и я, и н ж е к ц и я или в п р ы с к и в а н и е. Применение одного из этих терминов желательно для того, чтобы отличить данное явление от электронной эмиссии, которая наблюдается у катодов электронных ламп и в результате которой получаются свободные электроны в вакууме или разреженном газе.

Можно установить значительное сходство в работе транзистора и вакуумного триода. На рис. 13-17,*б* показана схема включения вакуумного триода, аналогичная рассмотренной схеме включения транзистора. Пусть этот триод имеет густую сетку. Тогда при напряжении сетки, равном нулю, анодный ток будет сравнительно мал, так как лишь небольшое количество электронов, эмиттированных катодом, пролетит сквозь сетку. Иначе говоря, сопротивление лампы между анодом и катодом будет велико главным образом потому, что в промежутке сетка—анод окажется мало электронов. Но если на сетку подать поло-

жительное напряжение, то в промежуток сетка—анод попадет значительно большое количество электронов из объемного заряда, окружающего катод. Сопротивление этого промежутка, а вместе с тем и сопротивление между анодом и катодом уменьшится, и анодный ток возрастет.

Однако между вакуумным триодом и транзистором имеются, конечно, и большие различия. В транзисторах нет явлений электронной эмиссии и движения свободных электронов в вакууме. А в вакуумных триодах не существует дырочной проводимости и нет явления диффузии электронов и дырок. Кроме того, транзисторы не могут работать в режиме, аналогичном работе вакумного триода без сеточного тока. Действительно, в вакуумном триоде ток анода изменяется в зависимости от сеточного напряжения, причем сеточный ток может вообще отсутствовать. Как известно, он в большинстве случаев бесполезен и даже вреден. Поэтому во многих случаях электронные усилительные лампы работают без сеточных токов, что достигается подачей на сетку отрицательного смещения. В транзисторах при изменении входного напряжения изменяется эмиттерный ток. Вследствие этого изменяется количество электронов, проникающих от эмиттера в область коллекторного перехода, и соответственно меняется ток коллектора. Но часть тока эмиттера всегда ответвляется в базу. Следовательно, работа без тока базы невозможна. Поэтому транзистор по своим свойствам наиболее близок к вакуумному триоду, работающему с положительным напряжением на сетке.

Таким образом, для транзистора всегда существует следующее соотношение между токами:

$$I_э = I_к + I_б, \quad (13\text{-}2)$$

которое аналогично известному соотношению для токов вакуумного триода при положительном напряжении на сетке:

$$I_к = I_а + I_с\,^*.$$

Однако в вакуумном триоде при отрицательном сеточном напряжении $I_с = 0$ и $I_к = I_а$, а в транзисторе всегда $I_б > 0$, хотя этот ток во много раз меньше тока коллектора. Следовательно, для транзистора справедливо только приближенное равенство $I_э \approx I_к$.

---

* Здесь $I_к$ — ток катода (для транзистора $I_к$ — ток коллектора).

Мы рассмотрели физические явления в транзисторе типа *n-p-n*. Подобные же процессы происходят и в транзисторах *p-n-p*, но в них меняются ролями электроны и дырки, а также изменяются на обратные полярности напряжений и направления токов. На рис. 13-17,*в* показано включение транзистора *p-n-p*. В нем от эмиттера через базу в область коллекторного перехода проникают не электроны, как в транзисторе *n-p-n*, а дырки. Они являются для базы неосновными носителями и уменьшают сопротивление коллекторного перехода. С увеличением тока эмиттера больше дырок проникает к коллекторному переходу. Это вызывает уменьшение его сопротивления и возрастание тока коллектора.

Рис. 13-18. Эквивалентная схема по постоянному току для коллекторной цепи транзистора.

Работа усилительного каскада с транзистором аналогична усилению колебаний с помощью электронной лампы (см. § 7-3, рис. 7-7).

В усилительном каскаде с транзистором напряжение коллекторного источника E_2 (рис. 13-18) делится между сопротивлением нагрузки $R_н$ и внутренним сопротивлением транзистора, которое он оказывает постоянному току коллектора. Это сопротивление приближенно можно считать равным сопротивлению коллекторного перехода $R_к$ для постоянного тока. В действительности к нему еще добавляются сравнительно небольшие сопротивления тонкого слоя базы и эмиттерного перехода, которые можно не принимать во внимание. Рассмотренная эквивалентная схема коллекторной цепи (рис. 13-18) совершенно аналогична схеме на рис. 7-7.

Если во входную цепь включается источник колебаний, то при изменении его напряжения изменяется ток эмиттера. Как мы знаем, это вызывает изменение сопротивления коллекторного перехода $R_к$. Тогда напряжение источника E_2 будет перераспределяться между $R_к$ и $R_н$. Переменное напряжение на сопротивлении нагрузки получается обычно в десятки и даже сотни раз бо́льшим, чем переменное напряжение во входной цепи. Изменения тока коллектора у плоскостного триода примерно равны изменениям тока эмиттера и во много раз больше изменений тока базы. Поэтому в схеме с заземленным эмиттером получаются значительное усиление тока и очень большое усиление мощно-

сти. Усиленная мощность является частью мощности постоянного тока, затрачиваемой источником E_2.

Важнейшим параметром транзисторов является так называемый статический коэффициент усиления по току α для схемы с общей базой. Он представляет собой отношение изменения тока коллектора $\Delta I_к$ к вызвавшему его изменению тока эмиттера $\Delta I_э$ при постоянном напряжении коллектор — база $U_{к.б}$:

$$\alpha = \frac{\Delta I_к}{\Delta I_э} \text{ при } U_{к.б} = \text{const}. \qquad (13\text{-}3)$$

Для плоскостных транзисторов α всегда меньше 1 и при работе на низких частотах имеет обычно значения порядка 0,8—0,97 и выше. С повышением частоты величина α уменьшается. Это объясняется инерционностью носителей при их движении сквозь базу, а также вредным шунтирующим влиянием собственной емкости коллекторного перехода $C_к$. У плоскостных транзисторов эта емкость сравнительно велика (от единиц до десятков пикофарад и более). Она возрастает с увеличением площади перехода и, следовательно, имеет большее значение у более мощных триодов. Выпускавшиеся первое время плоскостные транзисторы были предназначены для работы на частотах не выше нескольких мегагерц. Однако в настоящее время наша промышленность выпускает уже много новых типов плоскостных транзисторов, работающих на частотах до десятков мегагерц и выше.

Пользуются также статическим коэффициентом усиления по току β для схемы с общим эмиттером, который показывает, во сколько раз изменение тока коллектора больше, чем изменение тока базы при постоянном напряжении коллектор — эмиттер:

$$\beta = \frac{\Delta I_к}{\Delta I_б} \text{ при } U_{к.э} = \text{const}. \qquad (13\text{-}4)$$

Величина β обычно бывает порядка десятков.

Устройство точечных транзисторов схематически показано на рис. 13-19,*а*. Пластинка германия, имеющего обычно электронную проводимость, укреплена на металлическом основании. Вывод от него является выводом базы. С пластинкой имеют контакт две заостренные проволочки из вольфрама или другого металла. Одна из них служит вы-

водом эмиттера, другая — выводом коллектора. Контакты этих проволочек с германием находятся на весьма малом расстоянии друг от друга (не более нескольких десятков микрон). При изготовлении точечных транзисторов их подвергают процессу формовки, и тогда внутри германия около контактов с проволочками образуются области с проводимостями различного рода. Таким образом, в точечном транзисторе, как и в плоскости, имеются *p-n*-переходы. Точечные транзисторы имеют малую собственную емкость и поэтому могут работать на частотах до десятков мегагерц. Но малая площадь контакта у точечных транзисторов позволяет применять их лишь при малых мощностях.

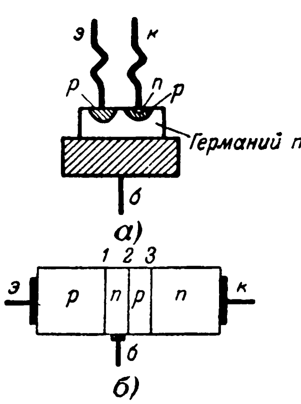


Рис. 13-19. Принцип устройства точечного транзистора (*а*) и аналогичного ему плоскостного транзистора *p-n-p-n* (*б*).

Точечные транзисторы по сравнению с плоскостными имеют обычно статический коэффициент усиления по току α больше 1, но дают несколько меньшее усиление по мощности и им свойственны бо́льшие собственные шумы. Кроме того, они обладают меньшей механической прочностью. Существенным недостатком точечных транзисторов является то, что усилительные каскады работают устойчиво с ними только по схеме с общей базой. В других схемах возможно возникновение паразитной генерации, с которой приходится вести борьбу. Поэтому в настоящее время ведутся разработка и производство новых типов только плоскостных транзисторов. Точечные транзисторы считаются неперспективными.

В течение ряда лет не было удовлетворительной теории, объясняющей, почему величина α в точечных транзисторах может достигать нескольких единиц. Однако в дальнейшем такой высокий коэффициент усиления по току удалось получить и у плоскостных транзисторов, в которых были сделаны два тонких средних слоя с разными проводимостями (рис. 13-19,*б*). Подобные транзисторы типа *p-n-p-n* с тремя *p-n*-переходами пока создавались лишь в виде опытных образцов. В них дырки, пришедшие от эмиттера через базу и коллекторный переход *2* в тонкий слой с про-

водимостью p, накапливаются в нем, образуя положительный объемный заряд слева от перехода *3*. Этот объемный заряд действует на электроны, имеющиеся в избытке в n-области справа от перехода *3*, и способствует их продвижению через тонкий слой p между переходами *3* и *2*. А далее электроны легко попадают в базу, так как в переходе *2* на них действует сильное ускоряющее поле. Таким образом, при сравнительно небольшом увеличении тока эмиттера получается значительно большее увеличение тока коллектора, обусловленное потоком электронов через переход *3*, и α оказывается больше 1. Высокое значение α у точечных транзисторов объясняется именно наличием третьего перехода около коллектора (рис. 13-19,*а*), образующегося при формовке транзистора.

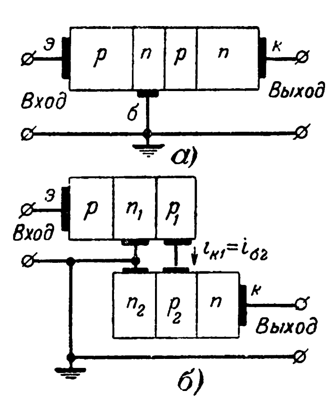


Рис. 13-20. Замена транзистора p-n-p-n эквивалентным каскадным включением двух транзисторов p-n_1-p_1 и n_2-p_2-n.

Несколько иное объяснение высокого значения α у точечных транзисторов состоит в том, что их и соответствующие им плоскостные транзисторы по рис. 13-19,*б* с тремя p-n-переходами можно рассматривать как каскадное соединение двух обычных транзисторов. На рис. 13-20,*а* и *б* изображен переход от транзистора p-n-p-n к двум условным транзисторам: p-n_1-p_1 и n_2-p_2-n. Как видно, области n_1 и n_2, а также p_1 и p_2 последних соответственно соединены, т. е. могут считаться эквивалентными единым средним областям n и p транзистора p-n-p-n. Каждый из двух условных транзисторов p-n_1-p_1 и n_2-p_2-n имеет $\alpha < 1$. Первый из них включен по схеме с общей базой, и для такой схемы коэффициент усиления тока также меньше 1. Но второй транзистор включен по схеме с общим эмиттером, для которой коэффициент усиления тока больше 1. Это следует из того, что входным током для данной схемы является ток базы, а он, как мы знаем, гораздо меньше тока коллектора. Поэтому для всей схемы по рис. 13-20,*б*, которая эквивалентна точечному транзистору или транзистору, имеющему структуру p-n-p-n, коэффициент усиления тока получается больше 1.

13-6. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРОВ

Количественные зависимости между токами и напряжениями в транзисторах отображают их статические характеристики. Для вакуумных триодов при отсутствии сеточного тока достаточно иметь одно семейство сеточных или анодных характеристик. Каждое из этих семейств показывает взаимную зависимость трех величин: анодного тока, сеточного напряжения и анодного напряжения. В транзисторах взаимно связаны всегда четыре величины: входные и выходные токи и напряжения (I_1, U_1, I_2, U_2). Одним семейством характеристик эту зависимость показать нельзя. Необходимо пользоваться двумя семействами характеристик. Например, можно рассматривать семейство входных характеристик $I_1=f(U_1)$ вместе с семейством выходных характеристик $I_2=f(U_2)$. Для случая включения транзистора в схему с заземленной базой эти характеристики могут быть названы соответственно эмиттерными и коллекторными.

Следует отметить, что для каждой из трех основных схем включения транзистора существуют свои семейства характеристик. Поэтому, пользуясь теми или иными характеристиками, надо всегда обращать внимание на то, к какой схеме они относятся. Мы рассмотрим некоторые основные характеристики для двух наиболее распространенных схем: с общей базой и с общим эмиттером.

Поскольку точечные транзисторы практически применяются обычно только в схемах с общей базой, мы приводим их характеристики только для этой схемы. Входные или эмиттерные характеристики в данном случае показывают зависимость тока эмиттера $I_э$ от напряжения эмиттер — база $U_{эб}$ при том или ином постоянном значении тока коллектора. Примерный вид этих характеристик показан на рис. 13-21, *а*. Как и следовало ожидать, они напоминают вольт-амперные характеристики полупроводникового диода для прямого тока. С увеличением напряжения $U_{э.б}$ растет и ток $I_э$. Кроме того, бóльшим значениям тока коллектора соответствуют и бóльшие токи эмиттера.

Особенностью этих характеристик является то, что через начало координат проходит лишь одна кривая для тока коллектора $I_к=0$. Действительно, если $I_к=0$ и $U_{э.б}=0$, то очевидно, что и $I_э=0$. Характеристики для значений $I_к$ больше нуля проходят выше, и для них при

$U_{э.б} = 0$ ток эмиттера не равен нулю. Для выяснения этого удобно рассмотреть эквивалентную схему транзистора для постоянного тока (рис. 13-22). На этой схеме $R_э$ и $R_к$ являются соответственно сопротивлениями посто-

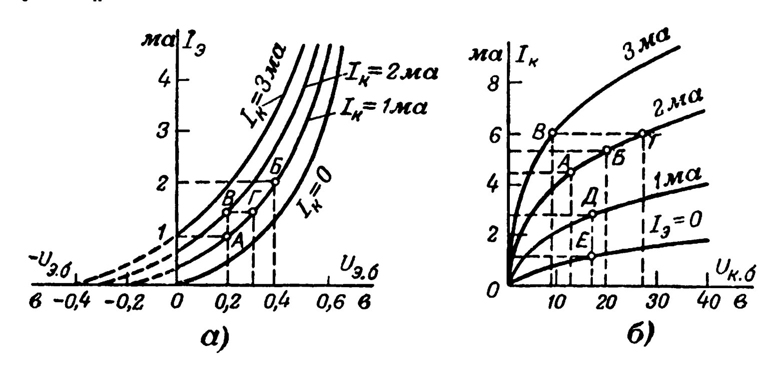


Рис. 13-21. Входные (*а*) и выходные (*б*) характеристики точечного транзистора, включенного по схеме с общей базой.

янному току эмиттерного и коллекторного переходов, а $R_б$ — сопротивлением базы.

Если $U_{э.б} = E_1 = 0$, а в цепи коллектора имеется некоторый ток, поскольку напряжение $U_{к.б} = E_2$ не равно нулю, то в цепь эмиттера будет ответвляться часть тока коллектора. Например, характеристика для $I_к = 3$ *ма* показывает, что при $U_{э.б} = 0$ часть тока коллектора, равная 1 *ма*, ответвляется в цепь эмиттера, а остальные 2 *ма* проходят через сопротивление базы. В этом случае ток $I_э$ можно сделать равным нулю, если подать на эмиттер отрицательное напряжение (весь ток тогда будет проходить через $R_б$). Это подтверждают пунктирные продолжения характеристик, показанные на рис. 13-21, *а*.

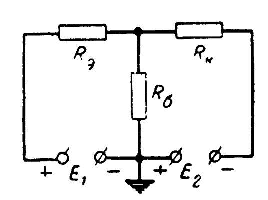


Рис. 13-22. Эквивалентная схема для постоянного тока транзистора, включенного по схеме с общей базой.

Иногда эмиттерные характеристики изображают, поменяв местами величины на осях координат, но от этого сущность их, конечно, не меняется. Следует обратить внимание на то, что эмиттерные характеристики соответ-

ствуют напряжениям $U_{э.б}$ порядка десятых долей вольта. Токи $I_э$ и $I_к$ не превышают единиц миллиампер.

На рис. 13-21,*б* изображены примерные выходные (коллекторные) характеристики точечного транзистора, представляющие собой зависимость тока коллектора $I_к$ от напряжения коллектор — база $U_{к.б}$ при том или ином постоянном значении тока эмиттера $I_э$. Как видно, эти характеристики имеют значительный криволинейный участок и идут с довольно большим наклоном. Они напоминают анодные характеристики вакуумного триода при положительном напряжении на сетке.

По существу выходные характеристики транзистора являются вольт-амперными характеристиками полупроводникового диода для обратного тока (см. рис. 13-7). Это дает повод некоторым авторам считать величины $U_{к.б}$ и $I_к$ отрицательными и откладывать их на осях соответственно влево и вниз. Иногда на осях меняют местами $U_{к.б}$ и $I_к$. Однако такое расположение характеристик не создает каких-либо удобств.

Из характеристик видно, что с увеличением $U_{к.б}$ ток сначала возрастает резко, а затем рост его замедляется. Наступает своеобразное насыщение. Оно объясняется тем, что обратный ток создается неосновными носителями. Но собственных неосновных носителей в полупроводнике мало, и уже при сравнительно невысоких значениях $U_{к.б}$ все эти носители используются. Для увеличения тока коллектора нужно увеличить ток эмиттера, так как тогда в базу от эмиттерного перехода придут дополнительные неосновные носители (например, дырки в случае транзистора *p-n-p*). Характеристики наглядно показывают, что с увеличением $I_э$ растет соответственно и ток коллектора. Для бóльших значений $I_э$ кривые идут выше. Напряжение $U_{к.б}$ для выходных характеристик при нормальных значениях $I_к$ обычно составляет единицы или десятки вольт.

Помимо входных и выходных характеристик, иногда приводятся еще и другие. Например, х а р а к т е р и с т и к и п е р е д а ч и, иначе называемые п е р е х о д н ы м и или х а р а к т е р и с т и к а м и у с и л е н и я, показывают зависимость напряжения $U_{к.б}$ от тока $I_э$ при различных, но постоянных значениях $I_к$. Вместе с ними рассматрива-

ются **характеристики обратной связи**, выражающие зависимость напряжения $U_{э.б}$ от тока $I_к$ при различных, но постоянных значениях тока $I_э$. Они показывают, что изменение тока коллектора вызывает изменение напряжения эмиттер — база. Это происходит потому, что в транзисторе существует довольно сильная внутренняя обратная связь. Действительно, ток коллектора проходит через цепь эмиттера, и поэтому колебание тока $I_к$ влияет на величину напряжения $U_{э.б}$.

Рассмотрим теперь входные и выходные характеристики плоскостного транзистора при работе его в схеме с общей базой. Входные характеристики показаны на рис. 13-23,*а*. В отличие от точечных транзисторов в большинстве случаев такие характеристики даются для постоянных значений напряжения $U_{к.б}$, а не тока $I_к$. Как видно, входные характеристики аналогичны вольт-амперной характеристике диода для прямого тока, причем изменение напряжения $U_{к.б}$ почти не влияет на ток эмиттера. Это объясняется тем, что поле, создаваемое напряжением $U_{к.б}$ в схеме с общей базой, практически все сосредоточено в коллекторном переходе и почти не проникает в область эмиттерного перехода. Но все же с увеличением $U_{к.б}$ наблюдается небольшое возрастание тока $I_э$.

На рис. 13-23,*б* изображены выходные характеристики $I_к=f(U_{к.б})$ для постоянных значений тока $I_э$. При нормальной рабочей полярности напряжения $U_{к.б}$, когда коллекторный переход работает в обратном направлении, выходные характеристики представляют собой почти прямые линии, идущие с очень небольшим наклоном. Поскольку уже при $U_{к.б}=0$ ток $I_к$ достигает почти максимального значения и при дальнейшем увеличении $U_{к.б}$ почти не возрастает, это означает, что он создан главным образом за счет диффузии носителей, проникающих от эмиттера через базу к коллектору. Поле, создаваемое в коллекторном переходе напряжением $U_{к.б}$, очень мало влияет на ток $I_к$. В соответствии с принципом работы транзистора при увеличении тока эмиттера растет ток коллектора, причем эти токи почти равны ($I_к$ незначительно меньше $I_э$).

Для случая $I_э = 0$ характеристика выходит из начала координат, а затем идет на небольшой высоте почти параллельно оси абсцисс. Она соответствует обычной характеристике обратного тока диода (см. рис. 13-7). Ток $I_{к0}$, определяемый такой характеристикой, называют **нулевым током коллектора**. Этот ток является неуправляемым и представляет собой один из параметров транзистора.

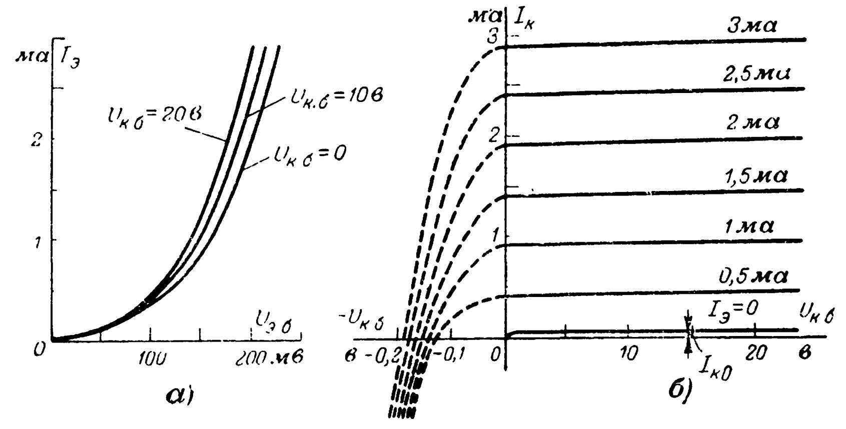


Рис. 13-23. Входные (*а*) и выходные (*б*) характеристики плоскостного транзистора, включенного по схеме с общей базой.

Из рис. 13-23,*б* видно, что при перемене полярности $U_{к.б}$ ток коллектора резко уменьшается, достигает нуля при значениях напряжения порядка долей вольта, а затем меняет свое направление и резко возрастает. В данном случае коллекторный переход работает в прямом направлении и достаточно приложить к нему очень небольшое напряжение $U_{к.б}$, противодействующее диффузионному току, чтобы прекратить этот ток, а затем создать значительный ток в направлении, обратном нормальному рабочему току. Рассмотренные участки характеристик, показанные на рис 13-23,*б* штриховыми линиями, не являются рабочими и приведены лишь для более полного представления о свойствах транзистора.

Рассмотрим теперь статические характеристики транзистора при включении его по схеме с общим эмиттером. На рис. 13-24,*а* приведены выходные характеристики $I_к = f(U_{к.э})$ при различных постоянных значениях тока базы $I_б$. Как

видно, они имеют начальный участок, идущий круто, а затем переходят в пологие прямые. Эти характеристики очень похожи на анодные характеристики пентода. Однако у последнего они идут более расходящимся пучком и расстояние между ними при изменении напряжения управляющей сетки на одну и ту же величину меняется. Чем больше отрицательное напряжение сетки, тем ближе друг к другу расположены характеристики пентода. Вследствие этого пентоды при усилении более мощных колебаний создают заметные искажения. А у плоского транзистора харак-

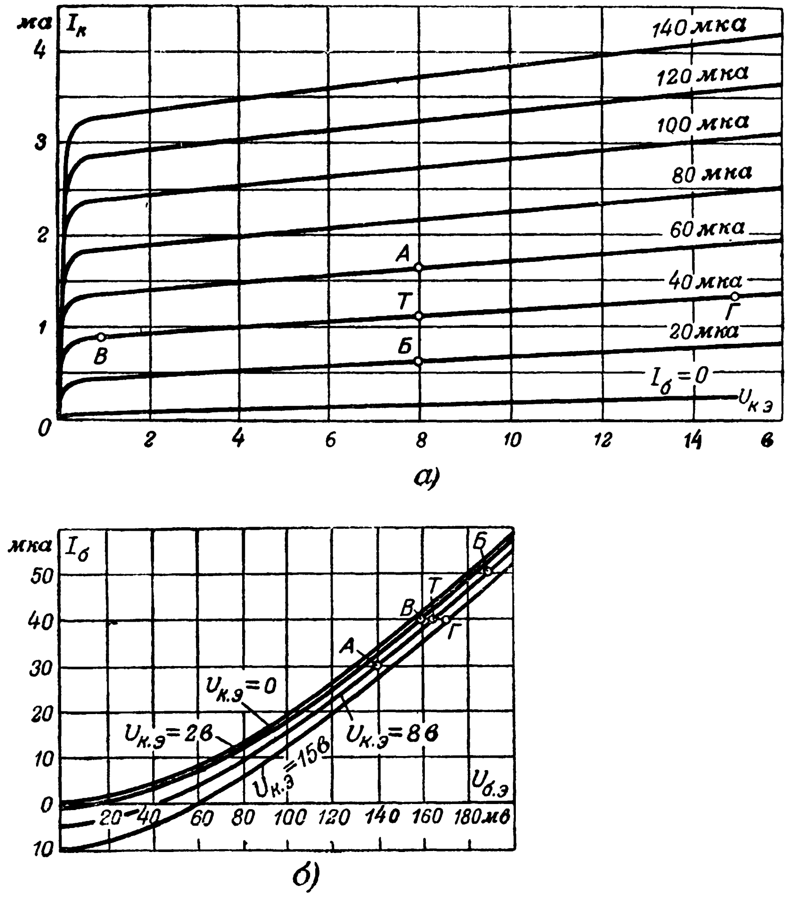


Рис. 13-24. Выходные (*а*) и входные (*б*) характеристики плоскостного транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером.

теристики лучше, чем у пентода. Они идут почти параллельно и на одинаковых расстояниях друг от друга. Поэтому транзисторы могут дать усиление мощных колебаний с меньшими искажениями и более высоким к. п. д., нежели пентоды.

Входные характеристики $I_б = f(U_{б.э})$ при различных постоянных напряжениях $U_{к.э}$ показаны на рис. 13-24, *б*. При $U_{к.э} = 0$ подобная характеристика является обычной вольт-амперной характеристикой прямого тока эмиттерного перехода, а при увеличении $U_{к.э}$ кривая сдвигается вправо, что соответствует уменьшению тока базы за счет роста тока коллектора. Кроме того, при $U_{к.э} > 0$ и малых $U_{б.э}$ ток $I_б$ меняет свой знак. Особенности характеристик для случая включения транзистора в схему с общим эмиттером объясняются главным образом тем, что некоторая часть напряжения $U_{к.э}$ приложена к участку база — эмиттер (через сопротивления коллектора, коллекторного перехода и базы). Эта часть напряжения $U_{к.э}$ является напряжением обратной связи. На эмиттерном переходе оно действует согласованно с напряжением $U_{б.э}$, приложенным от источника входной цепи E_1, и способствует увеличению тока эмиттера и соответственно тока коллектора. А во внешней части входной цепи напряжение обратной связи действует навстречу э. д. с. источника E_1, что приводит к уменьшению тока базы и изменению его направления при малых значениях $U_{б.э} = E_1$.

Для плоскостных транзисторов, как и для точечных, иногда пользуются **характеристиками передачи по току** или **переходными характеристиками** $I_к = f(I_э)$ при $U_{к.б} = \text{const}$ в случае схемы с общей базой или $I_к = f(I_б)$ при $U_{к.э} = \text{const}$ в случае схемы с общим эмиттером, а также характеристиками обратной связи $U_{э.б} = f(U_{к.б})$ при $I_э = \text{const}$ для схемы с общей базой или $U_{б.э} = f(U_{к.э})$ при $I_б = \text{const}$ для схемы с общим эмиттером.

Так как на вход транзистора для усиления подается обычно некоторое переменное напряжение, то во многих случаях более удобно пользоваться выходными и переходными характеристиками, аналогичными ламповым анодным и сеточным характеристикам. Выходные характеристики этого типа дают зависимость $I_к = f(U_{к.э})$ при по-

стоянных значениях напряжения $U_{б.э}$ (рис. 13-25, *а*) и очень похожи на анодные характеристики пентода. В частности, они расположены не на одинаковых расстояниях друг от друга, а при уменьшении напряжения $U_{б.э}$ сближаются, что является следствием нелинейной зависимости между напряжением и током базы (см. рис. 13-24, *б*). Из этих характеристик видно, что при значительном увеличении $U_{к.э}$ ток $I_к$ начинает возрастать быстрее[1].

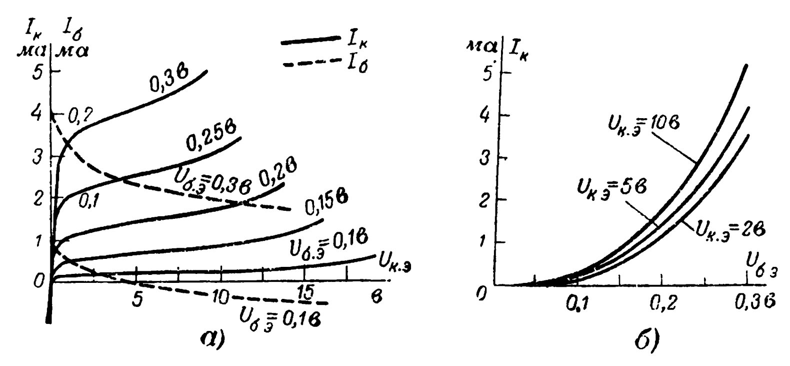


Рис. 13-25. Выходные (*а*) и переходные (*б*) характеристики плоскостного транзистора для схемы с общим эмиттером.

Такой режим является уже опасным, так как он предшествует пробою. Величина пробивного напряжения $U_{к.э}$ обычно получается порядка 20—30 *в* для маломощных и 50—100 *в* для более мощных транзисторов.

На графике на рис. 13-25, *а* показаны также характеристики $I_б = f(U_{к.э})$ для двух разных значений $U_{б.э}$. Они напоминают анодные характеристики тока управляющей или экранной сетки и показывают, что для малого значения $U_{б.э}$ происходит изменение направления тока $I_б$ при повышении напряжения $U_{к.э}$. Причина этого явления была рассмотрена выше.

Переходные характеристики, аналогичные сеточным характеристикам электронной лампы, изображены на рис. 13-25, *б*. Они показывают зависимость $I_к = f(U_{б.э})$ при $U_{к.э} = \text{const}$. Как видно из них, ток коллектора растет при увеличении обоих напряжений: $U_{б.э}$ и $U_{к.э}$.

---

[1] Подобное явление, конечно, наблюдается при увеличении напряжения коллектора и на других выходных характеристиках.

Можно также применять и другие системы характеристик, помимо рассмотренных. Вообще в отношении транзисторов еще не установилось единое мнение о том, какие характеристики являются наиболее удобными для расчетов. В разных случаях по тем или иным соображениям предлагают использовать различные характеристики, что вполне естественно, так как теория транзисторов находится еще в стадии разработки.

Следует остановиться на особенностях снятия характеристик транзисторов. Для этой цели пригодны схемы, аналогичные схемам для снятия характеристик электронных ламп. Во входной и выходной цепях таких схем иногда удобно применять по два потенциометра, чтобы можно

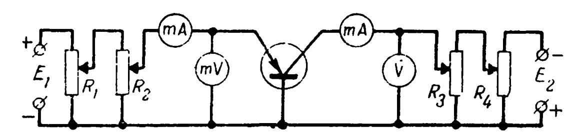


Рис. 13-26. Схема для снятия статических характеристик транзистора.

было более плавно изменять напряжение на электродах (рис. 13-26). Кроме того, для измерения малых напряжений на транзисторе следует пользоваться милливольметрами с малым потреблением тока, которые надо включать параллельно самому транзистору (рис. 13-26), т. е. так, чтобы не получалась погрешность за счет падения напряжения на миллиамперметре[1]. При этом измерение тока следует делать с учетом тока, потребляемого милливольтметром.

В качестве источника E_1 удобно взять один сухой элемент или аккумулятор, а потенциометры R_1 и R_2 обычно имеют сравнительно малое сопротивление (десятки ом). Источником E_2 могут быть батарея на 20—30 *в* или выпрямитель. Потенциометры R_3 и R_4 берутся высокоомные (единицы килоом). При применении двух потенциометров нулевое напряжение надо обязательно устанавливать тем потенциометром, с которого снимается напряжение на транзистор (R_2 и R_3 на схеме на рис.13-26).

Большим недостатком транзисторов является сильное влияние температуры на их характеристики. При повышении температуры токи в цепях транзистора возрастают. В ча-

---

[1] Это же относится и к снятию вольт-амперной характеристики прямого тока полупроводниковых диодов.

стности, ток $I_{к0}$ примерно удваивается при увеличении температуры на каждые 10° С. На рис. 13-27 показаны семейства выходных характеристик при двух разных температурах. Такое резкое изменение характеристик происходит, с одной стороны, от изменения температуры окружающей среды, а с другой — от нагрева самого транзистора

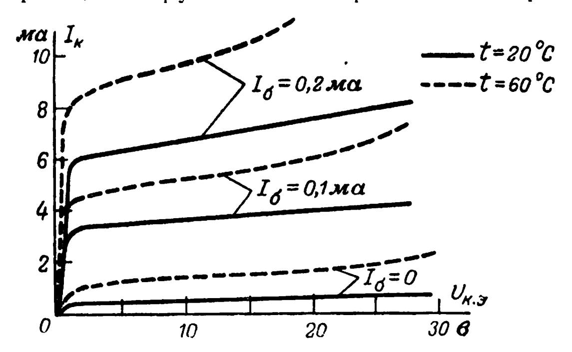


Рис. 13-27. Изменение выходных характеристик транзистора при повышении температуры.

проходящими через него токами. Температурная нестабильность транзисторов во многих случаях нарушает нормальную их работу, и поэтому приходится применять особые методы температурной стабилизации (или компенсации).

13-7. СТАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ТРАНЗИСТОРОВ

Для транзисторов предложено несколько различных систем статических параметров и эквивалентных схем, каждая из которых имеет свои преимущества и недостатки. Все параметры можно разделить на п е р в и ч н ы е и в т о р и ч н ы е. Первичные параметры характеризуют электрические свойства самого транзистора независимо от схемы его включения, а вторичные параметры для разных схем включения имеют различные значения.

В качестве первичных параметров, помимо знакомого нам уже статического коэффициента усиления по току α, принимают некоторые сопротивления, соответствующие эквивалентной схеме транзистора для переменного тока по рис. 13-28,*а*. Эта схема, называемая Т-образной, отображает электрическую схему транзистора. Из Т-образной эквивалентной схемы вытекает, что основными первичными

параметрами являются сопротивления $r_э$, $r_к$ и $r_б$, которые представляют собой сопротивления эмиттерного перехода, коллекторного перехода и базы для переменного тока. Рассматриваемая эквивалентная схема напоминает схему на рис. 13-22. Однако не следует их смешивать. Схема на рис. 13-22 непригодна для переменных токов прежде всего потому, что в ней даны сопротивления $R_э$, $R_к$, $R_б$ для постоянного тока, а сопротивления $r_э$, $r_к$, $r_б$ имеют иные значения. Кроме того, схема на рис. 13-22 не отражает наличия в цепи коллектора усиленного переменного напряжения. Если на вход схемы на рис. 13-22 включить источник колебаний, то на выходе переменное напряжение получится не усиленным, а пониженным за счет потерь в сопротивлениях $R_э$ и $R_к$.

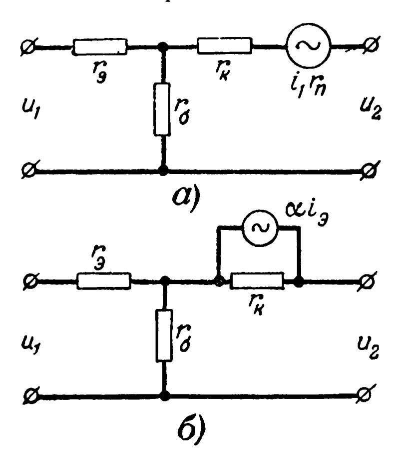


Рис. 13-28. Эквивалентные Т-образные схемы транзистора.

а — с генератором э. д. с.; *б* — с генератором тока.

В схеме на рис. 13-28, *а* усиленное переменное напряжение на выходе получается от некоторого эквивалентного генератора, включенного в цепь коллектора. Напряжение (или, вернее, э. д. с.) этого генератора пропорционально переменному току эмиттера $i_э$. Коэффициент пропорциональности между этими величинами имеет размерность сопротивления и обозначен через $r_п$. Его можно назвать переходным сопротивлением (разные авторы называют это сопротивление различно и обозначают его r_m, $r_г$ и т. д.). Величина $r_п$ приближенно равна $\alpha r_к$ и вовсе не является внутренним сопротивлением эквивалентного генератора.

Полезно вспомнить, что в эквивалентной схеме для переменного анодного тока усилительного каскада с электронной лампой (см. рис. 7-10,*б*) э. д. с. эквивалентного генератора получается путем умножения переменного сеточного напряжения на коэффициент усиления лампы μ. Так как в этом случае переменная э. д. с., действующая

в анодной цепи, пропорциональна напряжению на сетке, то коэффициент пропорциональности μ является безразмерной величиной. Если же мы определяем переменный анодный ток через переменное напряжение на сетке, то коэффициентом пропорциональности служит крутизна лампы S, которая имеет размерность проводимости, но не является проводимостью какого-то участка цепи. Для транзистора подобную роль выполняет переходное сопротивление $r_п$. При этом в схеме на рис. 13-28,*а* у эквивалентного генератора с напряжением $r_п i_э$ внутреннее сопротивление равно нулю.

Вместо эквивалентного генератора э. д. с. можно для учета усилительного эффекта ввести в схему эквивалентный генератор тока. Тогда получается эквивалентная схема, изображенная на рис. 13-28,*б*. В ней генератор тока создает ток, приближенно равный $\alpha i_э$.

Мы рассмотрели эквивалентную схему для случая работы транзистора с общей базой, но значения сопротивлений $r_э$, $r_к$, $r_б$ и $r_п$ остаются в качестве первичных параметров и для других схем включения. Например, для схемы с общим эмиттером надо только поменять местами $r_э$ и $r_б$.

Порядок величин первичных параметров примерно следующий. Сопротивление эмиттера $r_э$ составляет десятки ом для плоскостных транзисторов и сотни ом — для точечных. У тех и других сопротивление базы $r_б$ порядка сотен ом, причем оно несколько выше у плоскостных транзисторов. Значительно больше сопротивления $r_к$ и $r_п$. Для точечных транзисторов они составляют единицы или десятки килоом, а для плоскостных транзисторов — сотни килоом и даже единицы мегом.

Следует иметь в виду, что рассмотренная эквивалентная схема транзистора пригодна только для низких частот. На высоких частотах необходимо, помимо активных сопротивлений $r_э$, $r_к$, $r_б$ и $r_п$, учитывать еще емкости эмиттерного и коллекторного переходов, что приводит к значительному усложнению эквивалентной схемы.

Существует несколько систем вторичных параметров, причем все они основаны на том, что транзистор рассматривается как четырехполюсник, т. е. прибор, имеющий два входных и два выходных зажима. Вторичные параметры связывают входные и выходные токи и напряжения.

В самом начале создания теории работы транзисторов были предложены вторичные параметры в виде некоторых сопротивлений — так называемые z-параметры. Они, конечно, не являются активными, но на низких частотах обычно пренебрегают влиянием емкостей, что приводит к небольшим погрешностям.

Применяя для входной и выходной цепи соответственно индексы 1 и 2, можно сформулировать определение z-параметров следующим образом.

В х о д н о е с о п р о т и в л е н и е х о л о с т о г о х о д а r_{11} представляет собой отношение изменения входного напряжения ΔU_1 к вызванному им изменению входного тока ΔI_1 при постоянном выходном токе:

$$r_{11}=\frac{\Delta U_1}{\Delta I_1} \text{ при } I_2=\text{const}. \quad (13\text{-}5)$$

Иначе можно сказать, что r_{11} является входным сопротивлением для переменной составляющей входного тока при отсутствии изменений выходного тока.

Если переменные составляющие обозначить строчными буквами, то можно написать:

$$r_{11}=\frac{u_1}{i_1} \text{ при } i_2=0. \quad (13\text{-}6)$$

В названии сопротивления r_{11} слова «холостого хода» указывают, что $i_2=0$, т. е. что выходная цепь как бы разомкнута для переменного тока.

Сопротивление r_{11} имеет величину не более нескольких сотен ом[1]. Можно легко определить r_{11} из входных характеристик. Например, для точечного транзистора, включенного по схеме с общей базой, необходимо для интересующего нас участка на какой-либо характеристике разделить друг на друга соответствующие этому участку величины $\Delta U_{э.б}$ и $\Delta I_э$ (см. участок *АБ* на рис. 13-21,*а*). Для различных участков характеристик, т. е. для различных режимов, r_{11} не остается постоянным. То же относится и ко всем другим параметрам.

Вторым параметром является так называемое в ы х о д н о е с о п р о т и в л е н и е о б р а т н о г о х о л о с т о г о х о д а r_{22}.

$$r_{22}=\frac{\Delta U_2}{\Delta I_2} \text{ при } I_1=\text{const}, \quad (13\text{-}7)$$

[1] Здесь и далее порядок величин z-параметров приводится для схемы с общей базой.

или иначе:

$$r_{22}=\frac{u_2}{i_2} \text{ при } i_1=0. \qquad (13\text{-}8)$$

Оно имеет смысл выходного сопротивления для переменной составляющей выходного тока при отсутствии изменений входного тока.

Выходное сопротивление имеет величину порядка единиц и десятков килоом у точечных транзисторов и до сотен килоом и даже нескольких мегом у плоскостных транзисторов. Оно может быть определено из выходных характеристик таким же методом, каким находится r_{11} из входных характеристик. Например, для точечного транзистора при схеме с общей базой r_{22} можно найти по точкам *А* и *Б* на рис. 13-21,*б*. Величина r_{22} зависит от наклона выходных характеристик. Чем более полого они идут, тем больше r_{22}.

Следующий параметр—сопротивление усиления r_{21}—определяется по формуле

$$r_{21}=\frac{\Delta U_2}{\Delta I_1} \text{ при } I_2=\text{const},$$

или

$$r_{21}=\frac{u_2}{i_1} \text{ при } i_2=0. \qquad (13\text{-}9)$$

Это сопротивление имеет величину такого же порядка, как r_{22}, и характеризует получение усиленного переменного напряжения в выходной цепи при изменении входного тока. Сопротивление r_{21} также можно найти из выходных характеристик. Например, на характеристиках по рис. 13-21,*б* надо взять две точки при одном и том же значении $I_к$ (точки *В* и *Г*) и разделить друг на друга соответствующие данному участку величины $\Delta U_{к.б}$ и $\Delta I_э$.

Наконец, последним параметром служит сопротивление обратной связи r_{12}, которое находится по формуле

$$r_{12}=\frac{\Delta U_1}{\Delta I_2} \text{ при } I_1=\text{const} \text{ или } r_{12}=\frac{u_1}{i_2} \text{ при } i_1=0. \qquad (13\text{-}10)$$

Мы уже отмечали, что в транзисторе существует внутренняя обратная связь. Она состоит в том, что переменная составляющая выходного тока, проходя через элементы входной цепи, создает в последней некоторое переменное напряжение. Сопротивление r_{12} именно и характеризует такую обратную связь. По величине r_{12} обычно одного по-

рядка с r_{11}, и оно может быть найдено из входных характеристик. Например, на характеристиках на рис. 13-21,*а* следует взять при одном и том же $I_э$ отношение таких приращений $\Delta U_{э.б}$ и $\Delta I_к$, которые соответствуют участку между точками на двух различных характеристиках (точки *В* и *Г*).

К рассмотренным четырем параметрам следует добавить коэффициент усиления по току α, с которым мы уже познакомились ранее. Величину α нетрудно найти из выходных характеристик. Например, на характеристиках по рис. 13-21,*б* надо взять на двух различных кривых точки для одного и того же значения $U_{к.б}$ (точки *Д* и *Е*). Отношение приращений $\Delta I_к$ и $\Delta I_э$, взятых между этими точками, равно α.

С помощью *z*-параметров зависимости между переменными составляющими токов и напряжений в цепях транзистора могут быть выражены следующими двумя уравнениями:

$$u_1 = i_1 r_{11} + i_2 r_{12}; \qquad (13\text{-}11)$$

$$u_2 = i_1 r_{21} + i_2 r_{22}. \qquad (13\text{-}12)$$

Первое уравнение показывает, что переменное напряжение во входной цепи складывается из падения напряжения, создаваемого током i_1 на входном сопротивлении r_{11}, и напряжения обратной связи, создаваемого током i_2 на сопротивлении r_{12}. Согласно второму уравнению выходное переменное напряжение состоит из падения напряжения от тока i_2 на выходном сопротивлении r_{22} и падения напряжения от тока i_1 на сопротивлении r_{21}.

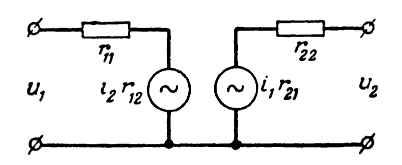


Рис. 13-29. Эквивалентная схема транзистора для *z*-параметров.

В соответствии с этими уравнениями можно транзистор заменить для переменных составляющих токов эквивалентной схемой, состоящей из двух отдельных цепей, как это показано на рис. 13-29. К левым входным зажимам должен подключаться источник усиливаемых колебаний, к правым выходным зажимам присоединяется нагрузочное сопротивление. Так как эта схема составлена для переменного тока, то источники питания из нее исключены (их сопротивление переменному току мы считаем достаточно малым).

Входная цепь содержит эквивалентный генератор с напряжением $i_2 r_{12}$. Он заменяет собой действие внутренней обратной связи. А в выходной цепи имеется эквивалентный генератор с напряжением $i_1 r_{21}$, который учитывает появление в данной цепи усиленного напряжения. Не следует считать, что r_{12} и r_{21} являются внутренними сопротивлениями генераторов. Эти параметры просто выполняют роль коэффициентов пропорциональности между соответствующими токами и напряжениями. Например, умножив ток i_2 на r_{12}, мы получаем напряжение обратной связи, которое пропорционально току i_2. Ясно, что коэффициент пропорциональности между напряжением и током должен иметь размерность сопротивления. А внутренние сопротивления эквивалентных генераторов в рассматриваемой схеме следует считать равными нулю. Иначе говоря, напряжения генераторов являются их э. д. с.

Хотя на схеме на рис. 13-29 входная и выходная цепи показаны не связанными друг с другом, на самом деле эквивалентные генераторы учитывают взаимосвязь этих двух цепей.

Нетрудно установить простые зависимости между z-параметрами и первичными параметрами транзистора. Эти зависимости получаются различными для разных схем включения. Найдем их в виде примера для схемы с общей базой. В этом случае должны соответствовать одному и тому же транзистору и давать одинаковые результаты обе эквивалентные схемы по рис. 13-28,*а* и 13-29. Сопоставляя их и учитывая определение z-параметров по формулам (13-6)—(13-10), можно написать следующие равенства.

Входное сопротивление r_{11} определяется при $i_2=0$, т. е. при разомкнутой для переменного тока выходной цепи. Следовательно, из схемы на рис. 13-28 получаем:

$$r_{11}=r_э+r_б. \tag{13-13}$$

Выходное сопротивление r_{22} аналогично определяется при $i_1=0$, т. е. при разомкнутой для переменного тока входной цепи. Поэтому

$$r_{22}=r_к+r_б. \tag{13-14}$$

Сопротивление усиления r_{21} определяется при $i_2=0$. Из основной Т-образной схемы по рис. 13-28,*а* для этого случая получаем:

$$u_2=i_1 r_п+i_1 r_б,$$

так как при $i_2=0$ нет падения напряжения на $r_к$, а весь ток i_1 проходит через $r_б$. Отсюда следует, что $u_2=$ $=i_1(r_п+r_б)$, или, принимая во внимание формулу (13-9), определяющую r_{21}, найдем:

$$r_{21}=r_п+r_б. \tag{13-15}$$

Подобно этому найдем, что сопротивление обратной связи r_{12}, определяемое при $i_1=0$, т. е. при разомкнутой входной цепи, равно:

$$r_{12}=r_б. \tag{13-16}$$

Из найденных выражений легко получить формулы для определения первичных параметров через z-параметры:

$$r_э=r_{11}-r_{12};\ r_к=r_{22}-r_{12};\ r_б=r_{12};\ r_п=r_{21}-r_{12}. \tag{13-17}$$

Заметим, что поскольку для плоскостных транзисторов $r_к$ и $r_п$ много больше, чем $r_э$ и $r_б$, то приближенно $r_{22}\approx r_к$ и $r_{21}\approx r_п$.

Таким же путем, сопоставляя эквивалентную схему для z-параметров с Т-образной эквивалентной схемой для любого другого способа включения транзистора, можно получить аналогичные соотношения между параметрами для каждой схемы включения. При этом следует помнить, что для каждой схемы z-параметры имеют свои значения.

Система z-параметров применительно к плоскостным транзисторам имеет некоторые недостатки. В частности, вследствие того что выходное сопротивление r_{22} достигает очень больших величин, практически трудно осуществить на выходе режим холостого хода для переменного тока ($i_2=0$), необходимый для измерения r_{22} и r_{21}. Поэтому для плоскостных транзисторов была предложена система параметров в виде проводимостей (y-параметры). Эти проводимости, конечно, не являются чисто активными, но мы будем рассматривать их только для низких частот, не учитывая реактивностей и обозначая их буквами g с соответствующими индексами.

Проводимости в качестве параметров вытекают из следующей системы уравнений, связывающих входные и выходные переменные токи и напряжения:

$$i_1=g_{11}u_1+g_{12}u_2; \tag{13-18}$$

$$i_2=g_{21}u_1+g_{22}u_2. \tag{13-19}$$

Эти выражения получаются, если решить систему уравнений (13-11) и (13-12) относительно токов i_1 и i_2. Полагая в уравнениях (13-18) и (13-19) либо $u_2=0$, либо $u_1=0$, можно сформулировать определения y-параметров следующим образом.

Входная проводимость при коротком замыкании на выходе

$$g_{11}=\frac{i_1}{u_1} \text{ при } u_2=0. \qquad (13\text{-}20)$$

Выходная проводимость при коротком замыкании на входе

$$g_{22}=\frac{i_2}{u_2} \text{ при } u_1=0. \qquad (13\text{-}21)$$

Переходная (или проходная) проводимость при коротком замыкании на выходе

$$g_{21}=\frac{i_2}{u_1} \text{ при } u_2=0. \qquad (13\text{-}22)$$

Проводимость обратной связи (или обратная проводимость) при коротком замыкании на входе

$$g_{12}=\frac{i_1}{u_2} \text{ при } u_1=0. \qquad (13\text{-}23)$$

Нетрудно установить аналогию между y-параметрами и обычными параметрами вакуумного триода. Действительно, если рассматривать y-параметры для включения транзистора по схеме с общим эмиттером, то I_1, U_1, I_2, U_2 будут соответствовать величинам $I_с$, $U_с$, $I_а$, $U_а$ для вакуумного триода. Следовательно, i_1, u_1, i_2, u_2 соответствуют приращениям $\Delta I_с$, $\Delta U_с$, $\Delta I_а$, $\Delta U_а$, и тогда параметры g_{11}, g_{22}, g_{21} аналогичны соответственно:

внутренней проводимости участка сетка — катод лампы

$$\frac{1}{R_с}=\frac{\Delta I_с}{\Delta U_с} \text{ при } U_а=\text{const} \text{ (или } \Delta U_а=0);$$

внутренней проводимости участка анод — катод

$$\frac{1}{R_i}=\frac{\Delta I_а}{\Delta U_а} \text{ при } U_с=\text{const} \text{ (или } \Delta U_с=0)$$

и крутизне

$$S=\frac{\Delta I_а}{\Delta U_с} \text{ при } U_а=\text{const (или } \Delta U_а=0).$$

В систему y-параметров часто добавляют еще статический коэффициент усиления по напряжению

$$\mu=-\frac{u_2}{u_1} \text{ при } i_2=0, \qquad (13\text{-}24)$$

аналогичный коэффициенту усиления лампы

$$\mu=-\frac{\Delta U_а}{\Delta U_с} \text{ при } I_а=\text{const (или } \Delta I_а=0).$$

При использовании y-параметров может быть применена соответствующая эквивалентная схема, изображенная на рис. 13-30. Нетрудно заметить, что она получается из схемы на рис. 13-29 путем замены генераторов э. д. с. генераторами тока, к которым подключены параллельно про-

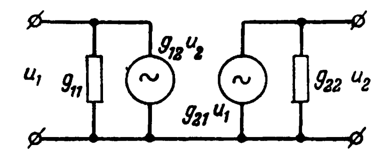


Рис. 13-30. Эквивалентная схема транзистора для y-параметров.

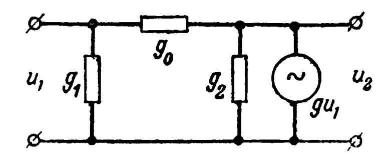


Рис. 13-31. Эквивалентная П-образная схема транзистора.

водимости, в то время как в схеме на рис. 13-29 были последовательно включены сопротивления. Генератор тока $g_{21}u_1$ учитывает усилительный эффект, получающийся на выходе, а генератор тока $g_{12}u_2$ показывает наличие в транзисторе внутренней обратной связи. Можно также представить транзистор в виде эквивалентной П-образной схемы с проводимостями (рис. 13-31). Эта схема получается из Т-образной схемы на рис. 13-28,*а* путем замены сопротивлений проводимостями, Т-образного соединения (т. е. соединения звездой) П-образным (треугольником) и генератора э. д. с., включенного последовательно, генератором тока, включенным параллельно. Значения проводимостей П-образной схемы связаны с y-параметрами следующими соотношениями:

$$g_1=g_{11}+g_{12};\; g_2=g_{22}+g_{12};\; g_0=g_{12};\; g=g_{21}-g_{12}. \qquad (13\text{-}25)$$

Генератор тока gu_1 в данной схеме учитывает получение усиленного напряжения в выходной цепи.

Достоинством y-параметров следует считать их сходство с привычными нам параметрами электронных ламп. Однако их недостаток заключается в том, что практически трудно обеспечить необходимый для измерения g_{22} и g_{12} режим короткого замыкания для переменного тока на входе, так как входное сопротивление самого транзистора мало.

В последние годы для плоскостных транзисторов признаны наиболее удобными так называемые смешанные (или гибридные) параметры, обозначаемые буквой h. Название «смешанные» дано потому, что среди них имеются две безразмерные величины, одно сопротивление и одна проводимость. Два из этих параметров определяются при коротком замыкании для переменного тока на выходе, а остальные два—при холостом ходе на входе, т. е. при разомкнутой для переменного тока входной цепи. Оба эти условия нетрудно осуществить на практике при измерении параметров плоскостных транзисторов.

В систему h-параметров входят следующие величины: входное сопротивление короткого замыкания

$$h_{11}=\frac{u_1}{i_1} \text{ при } u_2=0; \qquad (13\text{-}26)$$

коэффициент усиления по току

$$h_{21}=\frac{i_2}{i_1} \text{ при } u_2=0; \qquad (13\text{-}27)$$

коэффициент обратной связи

$$h_{12}=\frac{u_1}{u_2} \text{ при } i_1=0; \qquad (13\text{-}28)$$

выходная проводимость обратного холостого хода

$$h_{22}=\frac{i_2}{u_2} \text{ при } i_1=0. \qquad (13\text{-}29)$$

Нетрудно установить связь h-параметров с первичными параметрами транзистора для любой схемы включения. Например, для схемы с общей базой получаются такие результаты:

$$h_{11}\approx r_э;\ h_{21}=\alpha;\ h_{12}\approx\frac{r_б}{r_к};\ h_{22}\approx\frac{1}{r_к}. \qquad (13\text{-}30)$$

Исходя из этих соотношений, можно выяснить порядок величин h-параметров для точечных и плоскостных транзисторов. При пользовании h-параметрами применяют эквивалентную схему, изображенную на рис. 13-32. В ней генератор э. д. с. $h_{12}u_2$ показывает наличие напряжения обратной связи во входной цепи, а генератор тока $h_{21}i_1$ учитывает эффект усиления, получаемый в выходной цепи.

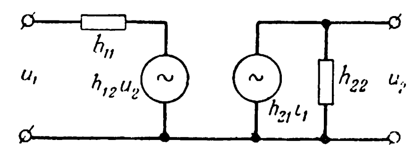


Рис. 13-32. Эквивалентная схема транзистора для h-параметров.

Нахождение h-параметров из характеристик для той или иной схемы включения не имеет каких-либо особенностей и производится обычным путем в соответствии с их определениями по формулам (13-26)—(13-29). Следует только помнить, что строчные буквы в этих формулах обозначают приращения соответствующих токов и напряжений, а условия $u_2=0$ и $i_1=0$ надо понимать как $U_2=\text{const}$ и $I_1=\text{const}$.

Для примера найдем из характеристик на рис. 13-24 h-параметры при включении транзистора по схеме с общим эмиттером. В данном случае $I_1=I_б$; $U_1=U_{б.э}$; $I_2=I_к$; $U_2=U_{к.э}$.

Из выходных характеристик на рис. 13-24, *а* можно найти для заданной точки *Т* параметры h_{21} и h_{22}. Взяв приращения $\Delta I_к$ и $\Delta I_б$ между точками *А* и *Б* при постоянном напряжении $U_{к.э}$, найдем:

$$h_{21}=\beta=\frac{\Delta I_к}{\Delta I_б}\approx\frac{1\ ма}{40\ мка}=25.$$

Отношение приращений $\Delta I_к$ и $\Delta U_{к.э}$ между точками *В* и *Г* при постоянном токе $I_б$ дает возможность определить

$$h_{22}=\frac{\Delta I_к}{\Delta U_{к.э}}\approx\frac{0{,}4\ ма}{14\ в}=\frac{0{,}4\cdot10^{-3}а}{14\ в}=28{,}6\cdot10^{-6}\ мо.$$

Остальные два параметра находятся из входных характеристик на рис. 13-24, *б*. Здесь указана точка *Т* для того же режима, что и на выходных характеристиках. По приращениям $\Delta I_б$ и $\Delta U_{б.э}$ между точками *А* и *Б* при постоянном напряжении $U_{к.э}$ находим:

$$h_{11}=\frac{\Delta U_{б.э}}{\Delta I_б}\approx\frac{50\ мв}{20\ мка}=2\,500\ ом.$$

Параметр h_{12} определяем с помощью приращений $\Delta U_{б.э}$ и $\Delta U_{к.э}$ между точками *В* и *Г* при постоянном токе базы:

$$h_{21}=\frac{\Delta U_{б.э}}{\Delta U_{к.э}}\approx\frac{10\ мв}{13\ в}=0{,}77\cdot10^{-3}.$$

Помимо рассмотренных основных систем параметров, были предложены еще и некоторые другие, но они не получили широкого распространения. В настоящее время для плоскостных транзисторов пользуются, как правило, *h*-параметрами. Однако поскольку теория и методика расчета схем с транзисторами находятся в стадии становления, до сих пор еще окончательно не решено, какие параметры, характеристики и эквивалентные схемы следует считать основными.

13-8. ТРАНЗИСТОРЫ В УСИЛИТЕЛЬНЫХ КАСКАДАХ

В усилительных каскадах транзисторы работают в динамическом режиме с нагрузочным сопротивлением $R_н$ в выходной цепи. При этом в большинстве случаев сопротивление нагрузки бывает много меньшим выходного сопротивления самого транзистора, и тогда режим его работы весьма близок к статическому.

Основными параметрами усилительных каскадов на транзисторах, т. е. динамическими параметрами транзисторов, являются коэффициенты усиления по току (K_i), напряжению (K_u) и мощности (K_p), а также входное и выходное сопротивления ($r_{вх}$ и $r_{вых}$). Все они имеют разные значения для различных схем включения. Если ограничиться рассмотрением указанного выше случая, когда $R_н \ll r_{вых}$, то для параметров каскада получаются весьма простые приближенные выражения, вполне пригодные для практических расчетов.

Коэффициент усиления по току

$$K_i\approx h_{21}, \tag{13-31}$$

т. е. $K_i\approx\alpha$ для схемы с общей базой и $K_i\approx\beta$ для схемы с общим эмиттером.

Коэффициент усиления по напряжению можно определить следующим образом:

$$K_u=\frac{u_2}{u_1}=\frac{i_2R_н}{i_1r_{вх}}=K_i\frac{R_н}{r_{вх}}\approx h_{21}\frac{R_н}{r_{вх}}. \tag{13-32}$$

При этом входное сопротивление равно:

$$r_{вх} \approx h_{11}. \qquad (13\text{-}33)$$

Следовательно,

$$K_u \approx \frac{h_{21}R_н}{h_{11}}. \qquad (13\text{-}34)$$

Здесь уместно провести аналогию с ламповыми параметрами. Отношение $\frac{h_{21}}{h_{11}}=\frac{i_2}{u_1}$ при $u_2=0$, т. е. соответствует крутизне лампы S. Поэтому формула (13-34) аналогична хорошо известной приближенной формуле для расчета коэффициента усиления каскада с пентодом $K \approx \approx SR_а$, справедливой при условии $R_а \ll R_i$, что обычно всегда выполняется для пентодов.

Коэффициент усиления по мощности равен произведению K_i на K_u:

$$K_p=\frac{P_2}{P_1}=\frac{i_2u_2}{i_1u_1}=K_iK_u \approx \frac{h_{21}^2R_н}{h_{11}}. \qquad (13\text{-}35)$$

Что же касается выходного сопротивления, то оно зависит от внутреннего сопротивления $R_г$ источника усиливаемых колебаний, включенного на вход, и рассчитывается более сложным путем. Проще всего его находить через z-параметры по формуле

$$r_{вых}=r_{22}-\frac{r_{12}r_{21}}{r_{11}+R_г}. \qquad (13\text{-}36)$$

Во всяком случае для схем с общей базой и общим эмиттером $r_{вых}$ получается порядка сотен килоом и более.

Следует заметить, что иногда коэффициентом усиления по напряжению считают отношение u_2 к э. д. с. e источника усиливаемых колебаний, что имеет известный смысл, так как из-за малого входного сопротивления транзистора u_1 может быть значительно меньше e. Соответственно этому изменяется и определение коэффициента усиления по мощности. Величины K_u и K_p, определенные таким образом, будут зависеть от соотношения сопротивлений $r_{вх}$ и $R_г$.

Чтобы можно было решать вопрос о практическом применении в различных случаях той или иной из трех

основных схем усилительных каскадов с транзисторами, приведем краткое перечисление их важнейших свойств.

Усилитель с общей базой (рис. 13-33,*а*) обладает малым входным сопротивлением и большим выходным. Величина $r_{вх}$ получается всего лишь порядка десятков ом для транзисторов любого типа, а $r_{вых}$ составляет единицы килоом для точечных транзисторов и сотни килоом — для плоскостных. Низкое входное сопротивление каскада с общей базой является существенным его недостатком. Например, если это сопротивление представляет собой нагрузку для предыдущего каскада, то его усиление напряжения и мощности может стать очень малым.

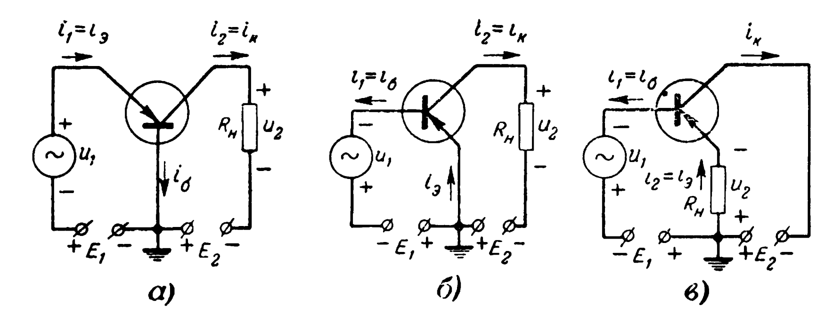


Рис. 13-33. Схемы усилительных каскадов.

а — с общей базой; *б* — с общим эмиттером, *в* — с общим коллектором

Коэффициент усиления по току K_i, который приблизительно равен α, всегда несколько меньше 1 для плоскостных транзисторов и больше 1 для точечных. Каскад имеет коэффициенты усиления по напряжению и мощности до нескольких сотен для плоскостных транзисторов и до нескольких десятков — для точечных. При усилении в таком каскаде фаза колебаний не переворачивается. Только в данной схеме возможна устойчивая работа точечных транзисторов. Следует заметить, что с плоскостными транзисторами достаточно устойчиво работают все схемы.

Неустойчивость работы некоторых схем объясняется тем, что в транзисторах, как мы указывали выше, существует внутренняя обратная связь. Она возникает за счет того, что одно из собственных сопротивлений транзистора, например $r_б$ для схемы с общей базой, включено одновременно во входную и выходную цепи и является сопротивле-

нием обратной связи. На нем создается напряжение обратной связи, которое действует во входной цепи. Если обратная связь окажется положительной и достаточно сильной, то каскад самовозбуждается, т. е. превращается из усилителя в генератор.

Напряжение обратной связи возрастает с увеличением тока i_2 и сопротивления обратной связи. В схеме с общей базой сопротивлением обратной связи является сопротивление базы $r_б$, имеющее небольшую величину. Поэтому обратная связь получается слабой и схема обычно работает устойчиво. Однако в некоторых случаях при применении точечных транзисторов может возникнуть генерация, так как у этих транзисторов $\alpha > 1$ и, следовательно, ток i_2 имеет значительную величину (он больше тока i_1). Следует заметить, что ток i_2 увеличивается при уменьшении нагрузочного сопротивления $R_н$ и достигает максимального значения при $R_н = 0$. Таким образом, при коротком замыкании выходной цепи создается наиболее сильная обратная связь и опасность возникновения генерации получается наибольшей.

Современные точечные транзисторы имеют достаточно малое $r_б$, и поэтому они, как правило, работают устойчиво в схеме с общей базой даже при малых значениях $R_н$. Для плоскостных транзисторов устойчивость работы обеспечивается тем, что у них $\alpha < 1$, ток $i_2 < i_1$ и обратная связь получается недостаточной для самозбуждения. Устойчивость работы усилительного каскада с общей базой ухудшается, если в провод базы включить дополнительное сопротивление. Оно вместе с $r_б$ играет роль сопротивления обратной связи. При некоторой величине этого сопротивления каскад начинает генерировать колебания. Наоборот, увеличение сопротивлений в цепях коллектора и эмиттера повышает устойчивость схемы.

Некоторым недостатком усилителя с общей базой следует считать трудность осуществления питания его от одного источника, так как на эмиттер и коллектор подаются питающие напряжения разной полярности.

Усилитель с общим эмиттером (рис. 13-33,*б*) аналогичен ламповому каскаду с заземленным катодом. Он имеет значительно большее входное сопротивление, нежели каскад с общей базой. Порядок $r_{вх}$ у схемы с общим эмиттером составляет от сотен ом до единиц килоом для плоскостных транзисторов. Выходное сопротивление

бывает от десятков до сотен килоом. Коэффициент усиления по току K_i в этой схеме может доходить до десятков. Это следует из того, что в данной схеме выходной ток i_2, равный току коллектора $i_к$, значительно больше тока базы $i_б$, являющегося входным током i_1, а величина k_i есть отношение i_2 к i_1. Принимая во внимание, что $i_б = i_э - i_к$, а отношение токов $i_к$ и $i_э$ приближенно равно α, для схемы с общим эмиттером можно написать:

$$K_i = \frac{i_2}{i_1} = \frac{i_к}{i_б} = \frac{i_к}{i_э - i_к} = \frac{i_к}{i_э\left(1 - \frac{i_к}{i_э}\right)} \approx \frac{\alpha}{1-\alpha} = \beta. \tag{13-37}$$

Если, например, $\alpha = 0{,}95$, то

$$K_i \approx \frac{0{,}95}{1 - 0{,}95} = \frac{0{,}95}{0{,}05} = 19.$$

Схема с общим эмиттером имеет коэффициент усиления по напряжению порядка сотен, а коэффициент усиления по мощности доходит до нескольких тысяч. Большое усиление наряду с не слишком малым входным сопротивлением является основным преимуществом данной схемы.

На рис. 13-33,*б* показана полярность отрицательной полуволны напряжения источника колебаний, при которой происходит увеличение токов $i_э$ и i_1. При этом возрастает ток i_2, и тогда на $R_н$ получается положительная полуволна переменного напряжения. Таким образом, фаза переменного напряжения в каскаде с общим эмиттером переворачивается.

Ценным свойством данного каскада следует также считать возможность питания его от одного источника, поскольку на базу и коллектор подаются питающие напряжения одного знака.

Благодаря своим достоинствам схемы усилительных каскадов с общим эмиттером получили широкое распространение. Однако их недостатком являются худшие частотные свойства по сравнению с предыдущей схемой. С повышением частоты усиление такого каскада снижается быстрее, нежели у каскада с общей базой.

В каскадах с общим эмиттером применяют только плоскостные транзисторы, так как с точечными возникает паразитная генерация.

Усилитель с общим коллектором (рис. 13-33,*в*) аналогичен ламповому каскаду с заземленным анодом, называемому катодным повторителем. Поэтому его часто называют эмиттерным повторителем. Он работает достаточно устойчиво только с плоскостными транзисторами. Подобный каскад можно питать от одного источника, так как знаки питающих напряжений базы и коллектора одинаковы. Основными преимуществами усилителя с общим коллектором являются очень высокое входное сопротивление (порядка сотен килоом) и большое усиление по току. Выходное сопротивление, наоборот, малое, всего лишь порядка десятков ом у плоскостных транзисторов. Фаза напряжения при усилении остается без изменений, и коэффициент усиления по напряжению незначительно меньше 1. Коэффициент усиления по току K_i для плоскостных транзисторов порядка десятков. Если принять во внимание, что для данной схемы $i_2 = i_э$, $i_1 = i_б$, а также учесть обычные соотношения $i_б = i_э - i_к$ и $\frac{i_к}{i_э} \approx \alpha$, то получим:

$$K_i = \frac{i_2}{i_1} = \frac{i_э}{i_б} = \frac{i_э}{i_э - i_к} = \frac{i_э}{i_э\left(1 - \frac{i_к}{i_э}\right)} \approx \frac{1}{1-\alpha}. \qquad (13\text{-}38)$$

Например, если $\alpha = 0{,}95$, то $K_i = 20$.

Каскад с общим коллектором дает сравнительно малое усиление по мощности и применяется значительно реже, чем предыдущие схемы.

13-9. ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРОВ

Для расчетов режима работы усилительных каскадов с транзисторами пользуются, как и для ламповых каскадов, динамическими характеристиками. Расчет усилительного каскада с электронной лампой, работающего обычно без сеточных токов, может быть сделан с помощью одной динамической характеристики, построенной в семействе соответствующих статических характеристик. Чаще всего для этой цели используют анодные характеристики. А для расчета каскада с транзистором, работающего всегда с входным током, необходимо пользоваться двумя динамическими характеристиками: выходной и входной. Рассмотрим в качестве примера построение этих характеристик и расчет по ним режима работы усилительного каскада по

схеме с общим эмиттером, имеющего нагрузочное сопротивление $R_н$ одной и той же величины для постоянного и переменного токов.

В семействе выходных характеристик, показанных на рис. 13-34,а, построение динамической характеристики производится по заданным величинам напряжения источника коллекторной цепи E_2 и сопротивления нагрузки $R_н$ точно так же, как это делается для электронной лампы. По оси напряжения откладываем E_2 (точка M), а по оси тока — величину $\frac{E_2}{R_н}$ (точка N). Соединяя эти точки прямой линией, получаем динамическую характеристику. Затем на ней выбирается рабочий участок. Например, если на выходе желательно получить наибольшее усиленное напряжение, то выбирается наибольший возможный рабочий участок ($AБ$ на рис. 13-34,*а*). Из того, что статические характеристики являются равноотстоящими друг от друга прямыми линиями, может показаться, что нелинейные искажения будут весьма малыми, но на самом деле они могут быть значительными за счет нелинейности входной характеристики.

Чтобы найти на выходной динамической характеристике положение рабочей точки, от которого зависит величина нелинейных искажений, необходимо сначала построить входную динамическую характеристику. Это и сделано на рис. 13-34,*б* путем простого переноса по точкам выходной характеристики в семейство статических входных характеристик $I_б = f(U_{б.э})$ при $U_{к.э} = \text{const}$. Как видно, полученная характеристика имеет значительную нелинейность. Конечные точки рабочего участка на ней, обозначенные A_1 и $Б_1$, соответствуют точкам A и $Б$ выходной характеристики. Проекции рабочего участка $A_1Б_1$ на оси координат выражают двойные амплитуды входного тока $2I_{mб}$ и входного напряжения $2U_{mб.э}$.

Определив таким образом величины $I_{mб}$ и $U_{mб.э}$, уже можно рассчитывать входное сопротивление $r_{вх}$ и входную мощность каскада P_1 по формулам:

$$r_{вх} = \frac{U_{mб.э}}{I_{mб}} \tag{13-39}$$

и

$$P_1 = \frac{1}{2} U_{mб.э} I_{mб}. \tag{13-40}$$

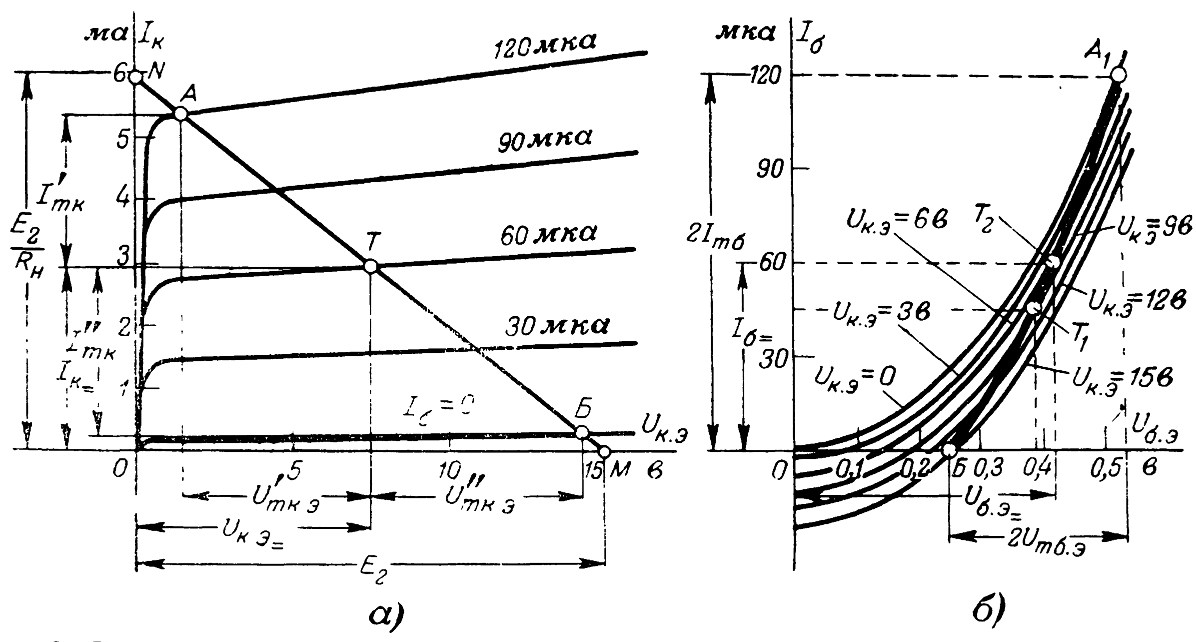


Рис. 13-34. Построение для транзистора динамических выходной (*а*) и входной (*б*) характеристик и их применение для графического расчета режима усиления.

Далее, следует показать на входной динамической характеристике рабочую точку T. Если сопротивление источника колебаний $R_г$ мало по сравнению с $r_{вх}$, то этот источник работает как генератор э. д. с.[1].

Тогда можно считать, что он задает на вход транзистора синусоидальное переменное напряжение. В этом случае рабочая точка T_1 соответствует середине проекции рабочего участка на ось напряжений (рис. 13-34,*б*) и колебания тока $I_б$ будут искаженными. Поскольку зависимость между токами $I_к$ и $I_б$ является почти линейной (за исключением области малых токов), что наглядно показывает расположение выходных характеристик на рис. 13-34,*а*, то в данном случае колебания тока $I_к$ и напряжения $U_{к.э}$ также будут иметь значительные нелинейные искажения.

Вследствие сравнительно малого $r_{вх}$ чаще может быть $R_г \gg r_{вх}$, т. е. источник колебаний работает как генератор тока и задает во входной цепи синусоидальный переменный ток. В таком случае рабочая точка T_2 соответствует середине проекции рабочего участка на ось тока и входное напряжение окажется искаженным. Но зато при синусоидальном изменении тока $I_б$ мало искаженными будут колебания на выходе. Именно такой режим является наиболее благоприятным для усиления без искажений. Дальнейшие построения показаны для этого режима.

Рабочая точка определяет примерные величины постоянного смещения на базе $U_{б.э=}$ и постоянной составляющей тока базы $I_{б=}$. Зная их, а также сопротивления, включенные в цепь тока $I_{б=}$, нетрудно рассчитать напряжение источника постоянного смещения базы. А если смещение подается от источника питания цепи коллектора E_2, то можно рассчитать величины сопротивлений, с помощью которых это осуществляется.

Далее, следует нанести рабочую точку на выходную динамическую характеристику и определить, так же как это делается для электронных ламп, амплитуды первых

---

[1] При наличии во входной цепи каких-либо дополнительных сопротивлений, включенных последовательно, их надо считать входящими в состав $R_г$.

гармоник выходного тока $I_{m\text{к}}$ и выходного напряжения $U_{m\text{к.э}}$ по формулам

$$I_{m\text{к}} = \frac{I'_{m\text{к}} + I''_{m\text{к}}}{2} \tag{13-41}$$

и

$$U_{m\text{к.э}} = I_{m\text{к}} R_{\text{н}}. \tag{13-42}$$

После этого можно найти выходную мощность:

$$P_2 = \frac{1}{2} I_{m\text{к}} U_{m\text{к.э}}, \tag{13-43}$$

а также коэффициенты усиления каскада по току, напряжению и мощности:

$$K_i = \frac{I_{m\text{к}}}{I_{m\text{б}}}; \tag{13-44}$$

$$K_u = \frac{U_{m\text{к.э}}}{U_{m\text{б.э}}} \tag{13-45}$$

и

$$K_p = K_i K_u = \frac{P_2}{P_1}. \tag{13-46}$$

Приближенно можно считать, что постоянный ток $I_{\text{к}=}$ и напряжение $U_{\text{к.э}=}$ соответствуют рабочей точке T. Они определяют мощность, рассеивающуюся на коллекторе в режиме покоя, которая не должна превышать максимально допустимой величины $P_{\text{к.макс}}$, являющейся одним из параметров транзистора:

$$P_{\text{к}} = I_{\text{к}=} U_{\text{к.э}=} \leqslant P_{\text{к.макс}}. \tag{13-47}$$

При желании можно найти вторую гармонику выходного тока $I_{m\text{к}2}$ и приращение постоянной составляющей этого тока $\Delta I_{\text{к}=}$, для того чтобы уточнить значение $I_{\text{к}=}$:

$$I_{m\,\text{к}2} = \Delta I_{\text{к}} = \frac{I'_{m\text{к}} - I''_{m\text{к}}}{4}. \tag{13-48}$$

Рассмотренные построения динамических характеристик и расчеты с их помощью могут быть сделаны аналогично также для других схем включения и в других системах координат.

Если сопротивление нагрузки имеет малую величину для постоянного тока, но значительную для переменного (например, в случае трансформаторного усилителя), то рабочая точка T на выходной динамической характеристике должна соответствовать напряжению $U_{к.э}$, равному E_2. Поэтому можно приближенно строить выходную динамическую характеристику для данного случая прежним способом, с той лишь разницей, что точка M должна соответствовать примерно $2E_2$, а для точки N откладывается отрезок, примерно равный $2\frac{E_2}{R_н}$, где $R_н$ — сопротивление нагрузки для переменного тока. Дальнейшие построения и расчеты делаются так, как это было показано выше.

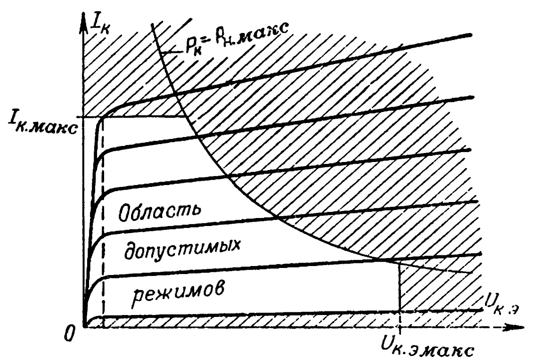


Рис. 13-35. Ограничение на выходных характеристиках транзистора области допустимых режимов его работы.

При всех расчетах динамического режима транзисторов следует помнить, что получение большой выходной мощности ограничивается рядом факторов. Нельзя превышать максимально допустимые значения тока коллектора, напряжения на нем и мощности, рассеиваемой на коллекторе. На рис. 13-35 показана допустимая для работы область семейства выходных характеристик транзистора. Снизу эта область ограничена величиной нулевого коллекторного тока $I_{к0}$, который, как мы знаем, является неуправляемым. Если усиление должно происходить с малыми искажениями, то рабочую область следует ограничить также и слева (см. штриховую линию на рис. 13-35), чтобы исключить нелинейные участки характеристик.

13-10. ТИПЫ ТРАНЗИСТОРОВ, ВЫПУСКАЕМЫХ ПРОМЫШЛЕННОСТЬЮ

Наша промышленность выпускает точечные и плоскостные транзисторы многих типов.

Обозначения транзисторов по существующей системе имеют три элемента. Первый элемент — буква С для точечных транзисторов или П — для плоскостных. Затем ставится номер в соответствии со следующей классификацией. Маломощные германиевые транзисторы для работы в обычных температурных условиях имеют номера 1—100, такие же кремниевые транзисторы для работы при повышенных

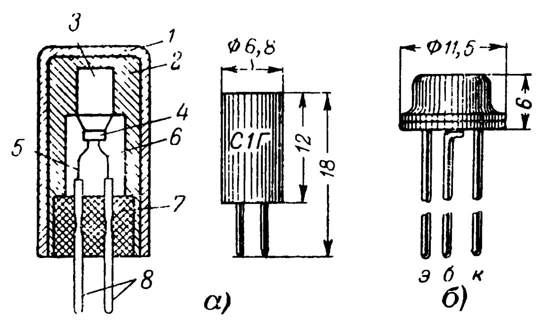


Рис. 13-36. Точечные транзисторы.

а — устройство и внешний вид транзисторов С1 и С2 [*1* — кожух; *2* — корпус (база); *3* — кристаллодержатель; *4* — германий; *5* — эмиттер; *6* — коллектор; *7* — изолирующая втулка; *8* — выводы]; *б* — внешний вид точечных транзисторов С3, С4 и плоскостных П6, П8—П11, П13—П15, П101—П103, П401—П403.

температурах — 101—200. Более мощным выходным транзисторам присвоены номера 201—300 для германиевых транзисторов, работающих при обычных температурах, и 301—400—для кремниевых транзисторов, предназначенных работать при повышенных температурах. Специальные высокочастотные транзисторы имеют номера 401—500 у германиевых транзисторов с обычной рабочей температурой и 501—600 — у кремниевых, предназначенных для повышенной температуры. Третьим элементом обозначения является буква, указывающая разновидность прибора. При отсутствии разновидностей у данного типа буква не ставится.

На рис. 13-36,*а* показаны устройство и внешний вид точечных транзисторов более старого типа. Они смонтированы в металлическом корпусе, который является выводом

базы. От эмиттера и коллектора выводы сделаны в виде штырьков. Транзисторы с наименованиями С1А—С1Е (шесть типов) предназначены для усиления сигналов с наибольшей частотой 0,5—10 *Мгц* (у разных типов). Они работают при напряжении коллектора до 20 *в* и имеют коэффициент усиления по току α от 1,2—1,5 на низких частотах до 1,0—1,2 на наивысшей частоте. В каскаде с такими транзисторами можно получить усиление напряжения в 30—50 раз. При нагрузочном сопротивлении 10 *ком* усиление мощности получается в 30—100 раз.

В той же серии имеются транзисторы С2А—С2Г (четыре типа), предназначеные для генерирования колебаний с наибольшей частотой 0,5—10 *Мгц*. У них напряжение коллектора может быть до 10 *в*, величина α—от 1,5—1,6 на низких частотах до 1,2—1,5 на наивысшей частоте.

В настоящее время выпускаются новые, более совершенные точечные транзисторы в металлических герметичных корпусах с гибкими выводами (рис. 13-36,*б*) С3А — С3Е, аналогичные по параметрам транзисторам С1А—С1Е, и С4А—С4Г, аналогичные транзисторам С2А—С2Г.

Все точечные транзисторы имеют предельную мощность, рассеиваемую на коллекторе, 50—100 *мвт* и могут работать при температурах от —50 до +50° С.

Как уже отмечалось, точечные транзисторы не являются перспективными, и поэтому расширение их производства не осуществляется. Зато исключительно широкое развитие получили плоскостные транзисторы. Особенно много различных транзисторов выпускается для усиления и генерирования колебаний высокой и низкой частот малой мощности. К ним относятся следующие приборы.

Транзисторы старого типа П1А—П1Д служат для усиления сигналов с частотой до 100 *кгц*, П1Е—до 465 *кгц*, П1Ж—до 1 *Мгц* и П1И—до 1,6 *Мгц*. Они оформлены в металлическом патроне со стеклянными изоляторами (рис. 13-37,*а*). Пластинка германия припаяна к держателю в виде шайбы, заштампованной в корпус. Поэтому вывод от корпуса является выводом базы. С обеих сторон в германий вплавлен индий, к которому припаяны выводы эмиттера и коллектора. Эти выводы проходят через стеклянные изоляторы. Напряжение коллектора у этих транзисторов — до 20 *в*, величина α—от 0,9—0,97 на низких частотах до 0,7 на высшей частоте. В схеме с общим эмиттером при частоте 1 *кгц* и сопротивлении нагрузки 30 *ком* усиление по мощности получается в 1 000—5 000 раз. Пре-

дельная мощность, рассеиваемая коллектором, 50 *мвт*.

Более новыми являются транзисторы пяти типов: П5А—П5Д. Они оформлены в стеклянном миниатюрном баллоне, покрытом светонепроницаемой краской (рис. 13-37,*б*), и имеют около вывода коллектора красную точку. Напряжение коллектора у них — до 10 *в*. Предельная частота, при которой они дают удовлетворительное усиление, у разных типов этих транзисторов составляет 100—500 *кгц*, а величина α на этой частоте лежит в пределах 0,93—0,995. На коллекторе допускается рассеивание мощности до 25 *мвт*.

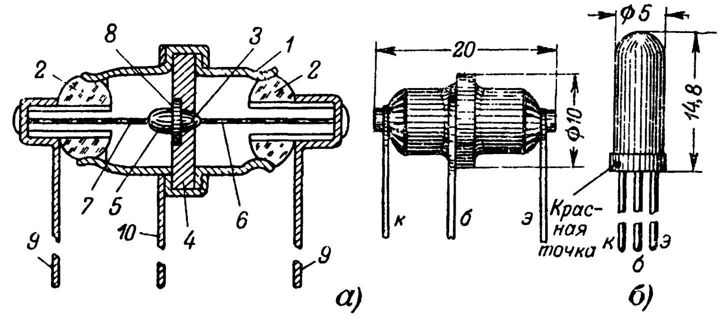


Рис. 13-37. Плоскостные транзисторы.

а — устройство и внешний вид транзисторов П1 и П2 [*1* — корпус; *2* — стекло; *3* — эмиттер (индий); *4* — кристаллодержатель; *5* — коллектор (индий); *6* — вывод эмиттера; *7* — вывод коллектора; *8* — германий; *9* — наружные выводы эмиттера и коллектора; *10* — вывод базы]; *б* — внешний вид транзисторов П5 и П7.

Были также выпущены ныне снятые с производства транзисторы пяти типов П6А—П6Д, оформленные в металлическом герметичном корпусе по рис. 13-36,*б* и предназначенные для усилений колебаний с наибольшей частотой, составляющей для разных типов 0,5—2,5 *Мгц*. Эти транзисторы работают при напряжении коллектора до 30 *в*. Предельная мощность, рассеиваемая коллектором, составляет 150 *мвт*. Усиление по мощности при сопротивлении нагрузки 30 *ком* в схеме с общим эмиттером получается в 3 000—10 000 раз. Величина α порядка 0,92.

Транзисторы П13, П13А, П13Б, П14 и П15 оформлены в металлическом герметичном корпусе с гибкими выводами (рис. 13-36,*б*) и предназначены для усиления высокой частоты. Они работают при напряжении коллектора до 10 *в* и допускают рассеивание мощности на коллекторе до 150 *мвт*. Величина α у них 0,92—0,97 при предельной частоте 465 *кгц* для П13, 1 000 *кгц* для П14 и 1 600 *кгц* для П15.

Для усиления колебаний повышенной частоты выпущены транзисторы П12, П406 и П407, оформленные в миниатюрном металлическом корпусе с гибкими выводами. Для них допустимые значения напряжения коллектора и мощности, рассеиваемой на нем, составляют 6 *в* и 30 *мвт*. Коэффициент усиления по току α не менее 0,95 на частотах до 5 *Мгц* для П12 , до 10 *Мгц* для П406 и до 20 *Мгц* для П407.

Как правило, все транзисторы делаются германиевыми. Исключение составляют кремниевые транзисторы П101, П101А, П102 и П103, имеющие внешний вид по рис. 13-36,*б*. В отличие от остальных это транзисторы типа *n-p-n*, а не *p-n-p*.

Особенностью кремниевых транзисторов является возможность их работы при температурах до 120° С. Они имеют α от 0,9 до 0,93 при предельной частоте усиления не менее 200 *кгц* для П101, 465 *кгц* для П102 и 1 000 *кгц* для П103. Напряжение коллектора допускается до 20 *в* для П101 и до 10 *в* для П102 и П103. Предельная мощность, рассеиваемая коллектором, составляет 150 *мвт*.

К транзисторам типа *n-p-n* относятся также германиевые транзисторы П8, П9, П9А, П10 и П11. Они оформлены также по рис. 13-36,*б* и могут работать при температурах коллекторного перехода до 100° С. Их основные данные следующие: наибольшее напряжение коллектора 20 *в*, наибольшая мощность, рассеиваемая коллектором, 150 *мвт*, величина α для разных типов 0,9—0,95 при предельной частоте усиления 100 *кгц* для П8, 465 *кгц* для П9, 1 000 *кгц* для П10 и 1 600 *кгц* для П11. С помощью транзисторов типа *n-p-n* в сочетании с транзисторами *p-n-p* могут быть построены двухтактные схемы усилителей без специальных трансформаторов.

Для усиления мощности колебаний низкой частоты предназначены плоскостные транзисторы П2, П3, П4, П7, а также П201—П203. Более старые транзисторы для сравнительно небольшой мощности П2А и П2Б оформлены по рис. 13-37,*а*. Напряжение коллектора у П2А может быть до 100 *в*, у П2Б — до 50 *в*. Величина α не менее 0,9. Предельная мощность, рассеиваемая коллектором, 250 *мвт*. В схеме с общей базой можно получить полезную мощность 100 *мвт* при коэффициенте нелинейных искажений не более 15%. Усиление по мощности при этом получается порядка 50.

К устаревшим относятся также и более мощные транзисторы П3А, П3Б и П3В. Их внешний вид и размеры по-

казаны на рис. 13-38,а. Они работают при напряжении коллектора до 50 *в* и допускают рассеивание мощности на коллекторе до 3,5 *вт* при наличии дополнительного внешнего теплоотвода. В схеме с общим эмиттером они могут отдавать полезную мощность до 1 *вт* при коэффициенте гармоник не более 15%. Коэффициент усиления по мощности при этом равен 50 для П3А, 100 для П3В и 300 для П3В.

Новые мощные транзисторы П4А—П4Д (пять типов) в однотактной схеме с общим эмиттером могут в режиме класса А отдавать полезную мощность до 10 *вт*. Допустимая мощность, рассеиваемая на коллекторе, 30 *вт*. Два таких транзистора в двухтактной схеме в режиме класса В отдают мощность до 30 *вт*. Напряжение коллектора у различных типов этих транзисторов 35—60 *в*. Они оформляются в металлическом герметичном баллоне со стеклянными изоляторами и гибкими выводами (рис. 13-38,*б*). В прошлом выпускался также транзистор П7, который имеет стеклянный миниатюрный баллон по рис. 13-37,*б*. Он работает при напряжении коллектора до 6,5 *в* и допускает рассеивание мощности на коллекторе до 45 *мвт*. Величина α от 0,97 до 0,995. В двухтактной схеме два транзистора П7 отдают мощность не менее 0,2 *вт*, причем для лучшего охлаждения вокруг их баллонов наворачивают металлическую пластинку.

Мощные транзисторы П201, П201А, П202 и П203 предназначены для усилителей низкой частоты, преобразователей напряжения в питающих устройствах радиоэлектронной аппаратуры и переключающих схем. Они оформлены в металлическом герметичном корпусе, с которым электрически соединен коллектор. Эти транзисторы выдерживают наибольшую температуру коллекторного перехода 100° С и допускают рассеивание мощности на коллекторе с до-

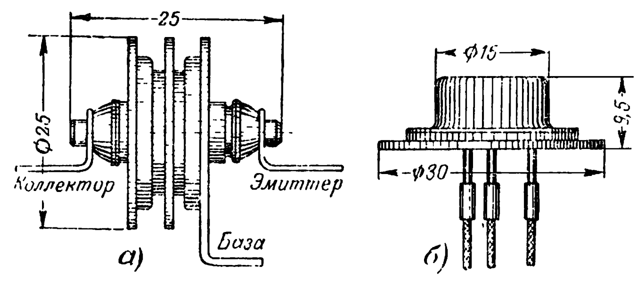


Рис. 13-38. Внешний вид транзисторов П3 (*а*) и П4 (*б*).

полнительным теплоотводом 10 *вт*, а без него — 1 *вт*. В схеме с общей базой наибольшее допустимое напряжение коллектора составляет 30 *в* для П201 и П201А, 45 *в* для П202 и 60 *в* для П203.

Сейчас уже достигнуты значительные успехи в создании транзисторов, пригодных для работы на более высоких частотах. Главными факторами, препятствующими применению плоскостных транзисторов на повышенных частотах, являются инерционность диффузионного процесса перемещения носителей через базу и влияние емкости коллекторного перехода. Поэтому для повышения предельной рабочей частоты необходимо уменьшать толщину базы, ее сопротивление и площадь коллекторного перехода.

Однако при осуществлении этого встречаются большие трудности и противоречия. Действительно, уменьшение толщины базы и площади коллекторного перехода приводит к увеличению сопротивления базы и снижению допустимой нагрузки транзистора по току и мощности, а уменьшение удельного сопротивления базы увеличивает емкость и понижает допустимое коллекторное напряжение. В обычных плоскостных транзисторах, которые относятся к сплавному типу, поскольку в них для создания *p-n*-переходов в пластинку данного полупроводника (например, германия) вплавлены другие вещества (например, индий), не удается значительно повысить предельную частоту. Следует отметить, что по сравнению с транзисторами *p-n-p* при прочих равных условиях транзисторы *n-p-n* могут работать на вдвое более высоких частотах. Это объясняется тем, что в них через базу от эмиттера к коллектору диффундируют электроны, имеющие вдвое бóльшую подвижность, нежели дырки.

Существенное увеличение предельной частоты получено в так называемых диффузионных транзисторах, к которым относятся выпущенные у нас типы П401—П403. Принцип изготовления подобных транзисторов показан на рис. 13-39,*а*. В кристалле *p*-германия сделано небольшое углубление, в котором создан тонкий слой *n*-германия. На этот слой кладут две капли различных сплавов, содержащих донаторные и акцепторные примеси. Затем при высокой температуре происходит сплавление этих капель с германием и диффузионное проникновение примесей из жидкого сплава в твердый германий. После затвердевания левая капля образует эмиттерную *p*-область, а под ней получается базовая *n*-область толщиной в несколько микрон.

Выводом от нее служат *n*-слой, нанесенный заранее, и правая капля. Пластинка германия припаивается к кристаллодержателю и помещается в корпус, который оказывается соединенным с коллектором. На рис. 13-39,*б* показано устройство транзисторов типов П401—П403.

Транзисторы такого типа названы диффузионными потому, что очень тонкая область базы создана благодаря диффузии примесей. Вследствие того что в базе примеси распределяются неравномерно, в ней действует электрическое поле, ускоряющее движение носителей от эмиттера

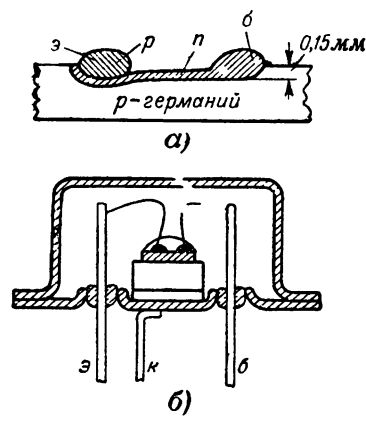


Рис. 13-39. Принцип устройства диффузионного транзистора.

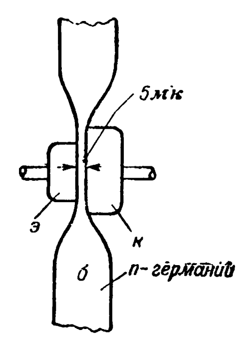


Рис. 13-40. Принцип устройства поверхностно-барьерного транзистора.

к коллектору (дрейф носителей). Поэтому подобные транзисторы иногда называют дрейфовыми, хотя это название применяют также и к некоторым другим типам.

Предельные частоты генерирования составляют: 30 *Мгц* у П401, 60 *Мгц* у П402 и 120 *Мгц* у П403. Все эти транзисторы работают при наибольшем напряжении коллектора 10 *в* и допускают мощность рассеивания на коллекторе 100 *мвт*. Величина α у них равна 0,96. Имеются сведения об опытных образцах диффузионных транзисторов с толщиной базы 1 *мк* и предельной частотой 600 *Мгц*.

Другим типом высокочастотных транзисторов являются поверхностно-барьерные транзисторы, выпущенные у нас под наименованиями П404, П404А, П405 и П405А (типа *p-n-p*). Принцип их устройства показан схематически на рис. 13-40. В тонкой пластинке *n*-германия, от которой делается вывод базы, путем электрохимического травления делают углубления. Толщина базы в этом месте доводится

до единиц микрон, и с обеих сторон наносятся слои металла (например, индия). В контактах на поверхности германия образуются *p-n*-переходы с соответствующими потенциальными барьерами, откуда и произошло название этого типа транзисторов. Имеются основания предполагать, что на поверхности создаются очень тонкие слои германия с собственной проводимостью *i*, т. е. что структура транзистора получается *p-i-n-i-p*. Поверхностно-барьерные транзисторы имеют малые емкости переходов, небольшую допустимую мощность, рассеиваемую на коллекторе, и низкий уровень шумов.

Для транзисторов П404 предельная частота генерирования равна 20 *Мгц*, а для П405 она доходит до 30 *Мгц*. Коэффициент α у П404 не менее 0,93, а у П405 не менее 0,95. Наибольшее напряжение коллектора составляет 4,5 *в*, а допустимая мощность, рассеиваемая на коллекторе, равна 10 *мвт*. Транзисторы П404 и П405 оформлены в металлическом герметичном корпусе с гибкими выводами.

Помимо рассмотренных транзисторов, разработаны также и некоторые другие новые типы, но они пока еще не находятся в массовом производстве.

Полупроводниковые приборы можно включать в схему при помощи пайки, а также панелей или зажимов. Пайка допускается не ближе 10 *мм* от корпуса прибора в течение 2—3 *сек* паяльником мощностью 50—60 *вт*. Температура при этом не должна быть выше 150° С. Между корпусом прибора и местом пайки желателен теплоотвод с помощью куска металла. Не рекомендуется крепить приборы на выводах. Не следует располагать приборы вблизи нагревающихся деталей. Желательно обеспечить хороший теплоотвод от корпуса прибора.

Нельзя допускать перегрузки по току, напряжению и мощности. Для точечных приборов перегрузки недопустимы даже на короткое время. Следует остерегаться включения на транзисторы питающих напряжений с неправильной полярностью. При включении транзисторов всех типов вывод базы должен присоединяться первым к источникам питания. У точечных триодов в цепи эмиттера активное сопротивление не должно быть менее 500 *ом* во избежание возникновения неустойчивого режима, ведущего к электрическим перегрузкам.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Цена 15 р. 40 к.

С 1 января 1961 г. цена 1 р. 54 к.